

Kompakte diodengepumpte Erbium-Ytterbium-Glaslaser

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium
(Dr.rer.nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der
Friedrich - Schiller - Universität Jena

von Diplom-Physiker
Jens Friedrich Philipps
geboren am 21. Februar 1967 in Dillenburg

Gutachter

1. Prof. R. Sauerbrey

2. Prof. A. Tünnermann

3. Prof. E. Heumann

Tag des Rigorosums: 27 Februar 2001

Tag der öffentlichen Verteidigung: 12 April 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Spektroskopische Eigenschaften der Lasergläser	4
2.1	Einfluss der Glasstruktur auf Ytterbium- und Erbiumionen	4
2.2	Herstellung und Eigenschaften der Grundgläser	6
2.3	Grundzustandsabsorption	8
2.4	Fluoreszenzmessungen	10
2.5	Fluoreszenzlebensdauern	13
2.6	Energietransfer zwischen Ytterbium und Erbium	15
2.7	Nichtstrahlende Relaxationsprozesse	19
2.8	Ratengleichung des Systems	20
2.9	Upconversion	22
2.10	Absorption aus angeregten Zuständen	25
3	Modellrechnung der Lasereigenschaften	30
3.1	Verstärkungsprofil	30
3.2	Ratengleichungen des Erbium-Ytterbium-Lasers	33
3.3	Dynamik der Laseremission	34
3.4	Schwelle und Effizienz des Dreiniveaulasers	37
3.5	Thermische Effekte	40
3.5.1	Temperaturentwicklung im Laserglas	41
3.5.2	Thermische Linse	44
3.5.3	Thermisch induzierte Spannungen	45
4	Lasereigenschaften im kontinuierlichen Betrieb	48
4.1	Pumpquellen und deren Abbildung	48
4.2	Lasereffizienz und Schwelle für verschiedene Gläser Dotierungskonzentrationen und Pumpquellen	51
4.3	Laserbandbreite und Durchstimmbarkeit	57
4.4	Einfluss von Auskoppelgrad und Resonatorverlusten auf die Lasereffizienz . .	59

4.5	Relaxationsschwingungen und Rauschen	60
4.6	Thermische Effekte	63
4.6.1	Messung der Temperatur im Laserglas	65
4.6.2	Thermische Schäden an Lasergläsern	67
5	Lasereigenschaften im gepulsten Betrieb	70
5.1	PbS Quanten-Punkt dotierte Gläser als sättigbare Absorber	71
5.2	Gütegeschalteter Mikrolaser	74
5.2.1	Theorie für passive Güteschaltung	75
5.2.2	Experimentelle Ergebnisse	76
5.2.3	Potential des Lasers zur Entfernungsmessung	82
5.3	Passive Modenkopplung	83
5.3.1	Theorie der kontinuierlichen und gütegeschalteten Modenkopplung . .	84
5.3.2	Experimentelle Ergebnisse im Spiegelresonator	85
6	Zusammenfassung	89
A	Resonatorberechnung mit ABCD-Matrizen	92
A.1	Hemisphärischer Resonator	94
A.2	L-Resonator für Durchstimmversuche	95
A.3	Doppelt gefalteter Resonator zur Modenkopplung	96
	Literatur	98

Kapitel 1

Einleitung

Zu den Schlüsseltechnologien für das 21. Jahrhundert, die die technische und wirtschaftliche Entwicklung in den nächsten Jahren prägen werden, gehören unter anderen die Optischen Technologien bzw. die Photonik [1,2] mit ihren vielfältigen Anwendungen in der Informations- und Kommunikationstechnologie, dem Gesundheitswesen und den Biowissenschaften sowie in der industriellen Fertigung und der Beleuchtungstechnik.

Ein Kernelement dieser Technologie sind diodengepumpte Festkörperlaser [3,4], die die nur wenig effizienten und wartungsaufwendigen Laser auf Blitz- und Entladungslampen gepumpter Basis ablösen sollen. Dieser Übergang zu kompakten, effizienten und bedienungsfreundlichen Lasern ist durch die rasante Entwicklung der auf Halbleiterbauelementen basierenden Laserdioden als Strahlungsquellen großer Effizienz [5–8] möglich geworden. Einer Direktanwendung dieser Laserdioden steht die zur Zeit noch geringe Strahlqualität der Dioden entgegen, die eine Strahl- bzw. Kohärenztransformation in Festkörperlasern notwendig macht. Für die Entwicklung von an die Einsatzbedingungen des Diodenpumpens angepassten Lasermaterialien [9,10] besteht somit ein spezielles Interesse.

Neben Kristallen, wie dem weit verbreiteten Yttrium-Aluminium-Granat, werden seit den Anfängen des Lasers mit Selten-Erd-Ionen (Lanthaniden) dotierte Gläser als aktive Lasermedien verwendet und intensiv erforscht [11,12]. Bei allen Elementen der Lanthanidenreihe von Praseodymium bis Ytterbium wurde Laseremission beobachtet, und das elektromagnetische Spektrum vom Sichtbaren bis ins nahe Infrarot abgedeckt. Im Bereich um 1,5-1,6 μm zeigt nur mit Erbium dotiertes Glas eine Effizienz, die es für den Gebrauch außerhalb des Labors beachtenswert macht. Der erste Erbiumlaser bei 1,55 μm mit Er^{3+} und Yb^{3+} dotiertem Silicatglas wurde schon 1965 [13] demonstriert und bis heute kontinuierlich weiterentwickelt [14]. Das Pumpen mit Laserdioden über wenige Millimeter Glaslänge erfordert eine Kodotierung mit Ytterbium, da der Absorptionsquerschnitt von Erbium bei 970 nm nur gering ist. Diese Kodotierung hat sich als äußerst nützlich erwiesen und wird bei allen Erbiumlasern gleicher Bauart beibehalten. Weiter wurde der Einfluss der verschiedensten Gläser auf die aktiven Ionen untersucht und im Phosphatglas das bislang effizienteste und

heute am weitesten verbreitete Lasermedium gefunden [15].

Die Eigenschaften des Erbiumions in Gläsern und Kristallen weichen zum Teil stark voneinander ab. Daraus folgende Anforderungen an den Laser und notwendige Experimente zur Abschätzung der Lasereigenschaften wurden schon von verschiedenen Autoren untersucht [16–22]. Die Energie der Gitterschwingungen spielt eine wesentliche Rolle neben Up-conversion (Allg. verwendeter engl. Begriff für den Energieübertrag von einem angeregten Ion auf ein zweites Ion im gleichen Zustand) und Absorption aus angeregten Zuständen ('Excited State Absorption' ESA). Maßgeblichen Einfluss auf diese Effekte haben das Grundmaterial in das die aktiven Ionen eingebettet sind sowie die Dotierungskonzentration dieser Ionen. Die Untersuchung der Eignung eines Lasermaterials für ein spezielles Anforderungsprofil muss alle beim Laserbetrieb auftretenden Einflussfaktoren, wie die Strahlqualität der Pumpquelle, die Resonatorgeometrie und die thermische Belastung berücksichtigen. Grundmedium und Dotierungskonzentration müssen auf ein Optimum abgestimmt werden, was in der Regel einen Kompromiss zwischen den verschiedenen Einflüssen darstellt.

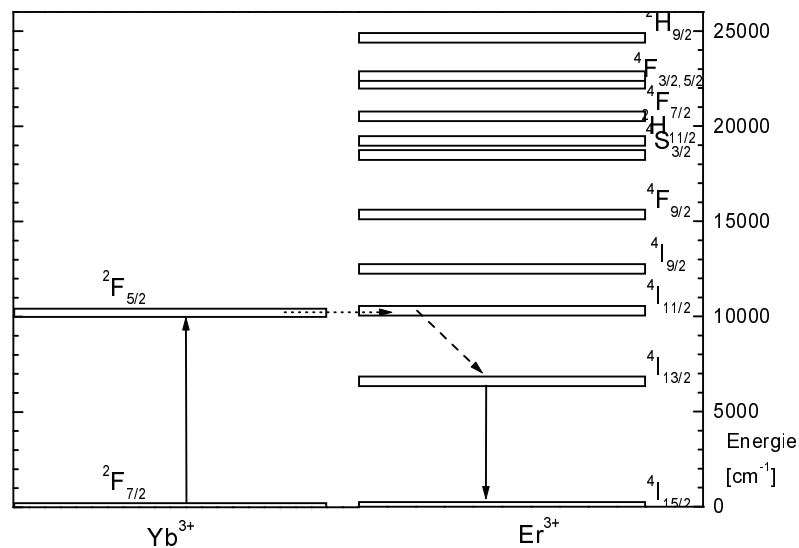


Abbildung 1.1: Energieniveauschema des Ytterbium-Erbium Systems mit dem Energiefluss für den 1,55 μm Laserübergang ${}^4\text{I}_{13/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$.

Das sich rapide entwickelnde Feld der Telekommunikation erfordert neuartige Materialien um Informationen über große Entfernungen wirtschaftlich übertragen zu können [23–25]. Mit Erbium dotiertes Fluorid-Phosphat-Glas ist in diesem Zusammenhang noch kaum untersucht. Diese Arbeit untersucht deshalb verschiedene mit Ytterbium und Erbium dotierte Gläser hinsichtlich ihrer spektroskopischen- und Laser-Eigenschaften und deren Verwendungsmöglichkeiten als breitbandig durchstimmbare Verstärkermedien und kurzpuls Laser-

quellen.

Eine Reihe von Laseranwendungen benötigt gepulste Emission von einigen Nanosekunden bis in den femtosekunden Bereich. Eine einfache und robuste Möglichkeit zur Erzeugung kurzer Pulse sind passive sättigbare Absorber. Mit Halbleiter-Quanten-Punkten dotierte Gläser sind eine neuartige und einfache Möglichkeit zum schnellen Schalten in Laserresonatoren. Diese Gläser werden hinsichtlich ihrer Eignung zum Güteschalten oder Modenkoppeln von Erbium dotierten Gläsern hier erstmals untersucht.

Im Erbium sind mehrere Laserübergänge bekannt, die in den verschiedensten Wirtsmaterialien untersucht wurden. Abbildung 1.1 zeigt das Energieniveauschema von Er^{3+} und Yb^{3+} mit dem Anregungs- und Laserschema für den $1,55 \mu\text{m}$ Übergang, der in dieser Arbeit untersucht wird.

Im einzelnen ist die Arbeit wie folgt aufgebaut:

In Kapitel 2 werden die Eigenschaften und Besonderheiten der Grundgläser betrachtet und die spektroskopischen Eigenschaften wie der Energietransfer von Ytterbium zu Erbium anhand der beobachteten Fluoreszenzlebensdauern bei $1 \mu\text{m}$ und $1,55 \mu\text{m}$ bei Anregung mit verschiedenen Wellenlängen untersucht. Auch die nichtstrahlenden Relaxationsprozesse und die Effekte der Upconversion und der Absorption aus angeregten Zuständen werden betrachtet.

In Kapitel 3 wird das Verstärkungsprofil ermittelt und die Lasereigenschaften wie Effizienz und Laserschwelle anhand der Ratengleichungen des Systems bestimmt. Thermische Effekte, wie das Aufheizen der Gläser und deren thermische Verspannungen werden durch Lösung der Wärmetransportgleichung für bestehende Pumpgeometrien bestimmt.

Kapitel 4 gibt eine Charakterisierung der verwendeten Pumpquellen, experimentelle Ergebnisse des kontinuierlichen Laserbetriebs und der Durchstimmbarekeit der Laseremission. Der Einfluss von Resonatorverlusten und thermischen Effekten auf die Lasereffizienz wird bestimmt. Das Aufheizen des Laserglases wird durch eine Temperaturmessung anhand der Temperaturabhängigkeit des Intensitätsverhältnisses zweier benachbarter Fluoreszenzlinien untersucht.

In Kapitel 5 folgt ein Überblick über die Eigenschaften von Quanten-Punkt dotierten Gläsern und deren Verwendungsmöglichkeiten als sättigbare Absorber zum schnellen Schalten in Laserresonatoren. Ergebnisse von Versuchen zur Güteschaltung und deren Anwendung zur Entfernungsmessung zeigen die Eignung als sättigbarer Absorber. Die Möglichkeiten zum Modenkoppeln werden gezeigt und Grenzen der Anwendung diskutiert.

Kapitel 2

Spektroskopische Eigenschaften der Lasergläser

Wesentlicher Einfluss auf das letztendliche Laserverhalten geht von den spektroskopischen Eigenschaften der Lasergläser aus. Hier stehen vor allem der Emissionsquerschnitt, der Absorptionsquerschnitt und die Fluoreszenzlebensdauer im Mittelpunkt des Interesses. Alle diese Eigenschaften hängen vom Wirtsmaterial ab und werden weiter von den Dotierungskonzentrationen der aktiven Ionen beeinflusst.

2.1 Einfluss der Glasstruktur auf Ytterbium- und Erbiumionen

Es soll zuerst der Einfluss des Grundglases auf die Ionen betrachtet werden, da hier auf atomarer und molekularer Ebene Effekte einwirken, die über das ganze Glas hinweg die makroskopischen Eigenschaften festlegen. Gläser unterscheiden sich von den Kristallen, mit ihrer Nah- und Fernordnung, indem sie nur eine Nahordnung besitzen. Glas ist also ein amorpher Festkörper und besitzt nur auf elementarer Basis sich wiederholende Strukturen [26, 27].

Diese amorphen Strukturen haben direkte Auswirkungen auf die beobachteten Absorptionsspektren. Sind in Kristallen einige schmale Linien zu beobachten, zeigen sich in Gläsern einzelne breite nur noch teilweise strukturierte Linien. Das rührt aus der geordneten Gitterstruktur der Kristalle, die für die Dotierungionen nur das Besetzen einiger wohldefinierter Gitterplätze erlauben ohne die Gitterstruktur zu stören. Dagegen sind in Gläsern eine Vielzahl von Koordinationen möglich, die nur die Bedingung der Ladungsneutralität erfüllen müssen, d. h. für ein Yb^{3+} - oder Er^{3+} -Ion werden jeweils effektiv drei negative Ladungen in näherer Umgebung benötigt, um eines dieser Ionen aufzunehmen. Durch die vielen Kombinationsmöglichkeiten befinden sich die Ionen nicht in einem einheitlichen elektrischen Feld wie

in Kristallen, sondern in einer breiten Feldverteilung. Der für jedes Ion etwas andere Starkereffekt bewirkt eine inhomogene Verbreiterung der Niveaus, was über viele Ionen gemittelt im makroskopischen Bild zu breiten Linienformen führt. Die Wechselwirkung mit dem lokalen Feld des Wirtsmaterials ist bei Lanthaniden noch relativ schwach ausgeprägt, da die elektronische Struktur der Lanthaniden in Festkörpern, fast immer wird der Ionisationszustand $3+$ bevorzugt, bewirkt dass die nicht voll gefüllte $4f$ Schale eine kleinere mittlere Ausdehnung hat als die $5p^6$ und $5s^2$ Schalen und so wirkungsvoll von äußeren Feldern abgeschirmt wird. Übergangsmetallionen wie Chrom oder Titan, deren $3d$ Schalen nicht von anderen Elektronen abgeschirmt werden, zeigen dagegen Absorptions- und Fluoreszenzbanden von über 100 nm Breite schon in Kristallen.

Elektrische Dipolübergänge innerhalb der $4f$ Schale sind durch die Auswahlregel $\Delta l = \pm 1$ sowie $\Delta S = 0$ verboten, da nach Fermis Goldener Regel die Übergangswahrscheinlichkeit bei Wellenfunktionen gleicher Parität, zusammen mit dem ungeraden Dipoloperator, verschwindet [9]. Allerdings werden die Niveaus der Lanthaniden durch die Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen, der Spin-Bahn-Kopplung und der Störung durch das Feld der Umgebung aufgespalten, wobei die Stärke des Einflusses in dieser Reihenfolge abnimmt. Durch die Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld des Wirtsmaterials, das durch die unregelmäßige Glasstruktur keine Inversionssymmetrie aufweist, wird die $(2J + 1)$ -fache Entartung aufgehoben und nur eine zweifache Kramersentartung der Niveaus, die durch ein elektrisches Feld nicht beseitigt werden kann, bleibt erhalten. Durch diese Störung kommt es durch eine Beimischung höherer Zustände anderer Parität zu einer Lockerung der Auswahlregeln. Der Einfluss von Gitterschwingungen und elektrischen Quadrupolmomenten wird in der Regel vernachlässigt, ebenso magnetische Dipolübergänge die allerdings beim Übergang $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ auftreten. Von Judd [28] und Ofelt [29] wurde eine Theorie zur Beschreibung der Stärke der durch diesen Effekt erzwungenen elektrischen Dipolübergänge zwischen zwei Multiplets i und j innerhalb der $4f$ Schale entwickelt. In [18] hat diese Theorie eine Anwendung auf Erbiumionen in Fluorid-Phosphat-Glas gefunden, siehe auch Tabelle 2.2. Die Oszillatorstärke P kann mit Hilfe der Judd-Ofelt-Parameter Ω_t und der reduzierten Matrixelemente des Einheitstensoroperators $\langle \|U^{(t)}\| \rangle$, die tabelliert vorliegen und als vom Wirtsmaterial unabhängig angenommen werden, berechnet werden:

$$P_{calc}(aJ; bJ') = \frac{8\pi^2 mc}{3h} \frac{\tilde{\nu}_p}{2J + 1} \frac{(n^2 + 2)^2}{9n} \sum_{t=2,4,6} \Omega_t |\langle aJ \| U^{(t)} \| bJ' \rangle|^2 \quad (2.1)$$

Dabei sind $|aJ\rangle$ der Ausgangszustand und $|bJ'\rangle$ der Endzustand. J die Quantenzahl des Drehimpulses, $\tilde{\nu}_p$ ist der Frequenzschwerpunkt des Übergangs, n der Brechungsindex, m die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, h die Planckkonstante und e die Elementarladung. Die Parameter Ω_t wurden durch Anpassen an den elektronischen Dipolanteil der beobachteten Absorption mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt. Dieser

elektrische Dipolanteil wurde aus der experimentellen Oszillatorstärke ermittelt.

$$P_{exp} = \frac{mc^2}{\pi e^2 N d} \int \alpha d\nu \quad (2.2)$$

Die Integration erfolgt über die Breite $d\tilde{\nu}$ des jeweiligen Übergangs. $\alpha \propto \ln(I_o/I)$ bezeichnet die gemessene Absorption, N die Dotierungskonzentration und d die Dicke der Probe. Die Judd-Ofelt Parameter Ω_t haben eine experimentelle Bedeutung, da sie den Einfluss der lokalen Umgebung um das Laserion widerspiegeln und so vergleichende Aussagen über die Kovalenz der Bindung, speziell bei Ω_2 , möglich machen. Der Parameter Ω_2 nimmt mit steigender Kovalenz und Asymetrie der Umgebung der Ionen zu [30]. So beträgt in FP20 der Wert von $\Omega_2 = 4,71 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ und ist deutlich kleiner als in Phosphatglas $\Omega_2 = 6,22 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$. Ein geringer Wert von Ω_2 im Fluorid-Phosphat-Glas zeigt eine stärkere ionische Bindung an und deutet durch die damit verbundenen höheren elektrischen Felder und ihren Starkeffekt auf eine stärkere Linienverbreiterung gegenüber dem Phosphatglas.

2.2 Herstellung und Eigenschaften der Grundgläser

Gläser entstehen im Gegensatz zu Kristallen bei rascher Abkühlung der Schmelze durch schnelles Ansteigen der Viskosität, die ein Anordnen in regelmäßigen Strukturen verhindert. Dadurch wird ein thermodynamischer Ungleichgewichtszustand mit höherer innerer Energie als in einem Kristall, ein amorpher Festkörper, eingefroren. Die Vorgeschichte des Glases, seine Abkühlgeschwindigkeit und deren Gradienten im Glas, sind für seine Qualität hinsichtlich Homogenität und Spannungen entscheidend.

Bei den untersuchten Gläsern handelt es sich um ein kommerzielles Phosphatglas [31] (Kigre QX) sowie ein Ultraphosphatglas (UP) und ein Fluorid-Phosphat-Glas (FP20) vom Otto-Schott-Institut für Glaschemie [18, 32, 33]. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick der jeweiligen Zusammensetzung und der Dotierungskonzentrationen.

Tabelle 2.1: Zusammensetzung und Dotierungsbereiche der untersuchten Lasergläser.

Bezeichnung	Zusammensetzung Grundglas (Mol %)	Er ³⁺ (10 ²⁰ cm ⁻³)	Yb ³⁺
Fluorid-Phosphat FP20	20 Sr(PO ₃) ₂ 80 ((Mg, Ca, Sr) · F ₂ , AlF ₃)	0,3; 0,5; 1; 2	6; 8
Ultraphosphat UP	36 P ₂ O ₅ 50 M(PO ₃) ₂ 14 Al(PO ₃) ₃	0,16; 0,5	8
Phosphat QX	67 P ₂ O ₅ 17 (Li ₂ O, K ₂ O) 16 (Al ₂ O ₃)	0,16	16

Abbildung 2.1 zeigt ein Strukturmodell für das Fluorid-Phosphat-Glas. Das Grundgerüst, bzw. das Netzwerk, besteht aus Ketten von Al(F, O)₆ Oktaedern, die von Monophosphat

oder Diphosphatgruppen verbunden werden. Diese Ketten werden durch Metallkationen (M), die als Netzwerkwandler fungieren zusammengebunden und stabilisiert. Der Anteil der Diphosphatgruppen steigt dabei mit höherem Phosphatanteil. Durch die hohe Elektronegativität des Fluors (4,1) ist die Bindung reiner Fluoridgläser stark ionisch, was zu einer sehr geringen Viskosität bei niedrigen Temperaturen und einer Tendenz zum Auskristallisieren beim Abkühlen der Schmelze führt. Geringe Anteile von Phosphat steigern die Fähigkeit zur Glasbildung der Schmelze dramatisch.

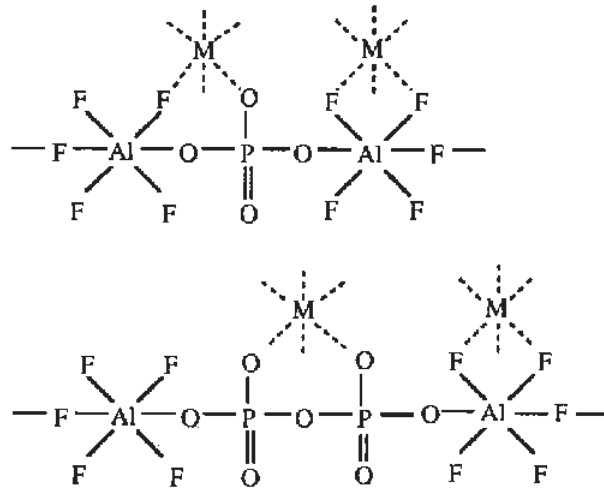


Abbildung 2.1: Struktur des Fluorid-Phosphat-Glasses mit Monophosphat- und Diphosphatgruppen, M = Sr, Ca, Mg, Yb, Er; nach [34].

Bei der Herstellung der Gläser wurden Rohstoffe höchster Reinheit verwendet, da Verunreinigungen durch Spurenstoffe, besonders Eisen, hier < 10 ppm, die Lasereigenschaften durch ihre Absorption bereits empfindlich stören können. Die Phosphatgläser wurden in Silica-tiegeln an Luft geschmolzen, je 200 g, und anschließend unter Durchblasen von Sauerstoff neu aufgeschmolzen, um den OH-Gehalt zu verringern. Von den FP20 Gläsern wurden 50 g große Schmelzen in Platintiegeln an Luft in einem Durchgang geschmolzen. Zusätzlich wurde eine weitere Probe FP20 in einem Zwei-Stufen Prozess geschmolzen. Beim ersten Schritt wurde die Schmelze (600 g) mit den Grundmaterialien in einem Platintiegel bei 1000-1100 °C geschmolzen. Das Glas aus dieser Vorschmelze wurde in einem zweiten geschlossenen Schmelztiegel einer weiteren Homogenisierung und Läuterung unterzogen. Die Schmelze wurde dabei mit einem speziellen Platinrührer bewegt, um Inhomogenitäten und Blasen aus den Glas zu entfernen. Die Schmelze wurde bei 600 °C aus den Tiegel abgelassen und in Formen gegossen.

Aus den Glasplatten wurden Proben verschiedener Größe geschnitten und in einem Interferometer auf Reste von Blasen und Inhomogenitäten überprüft. Die Abmessungen betrugen meist $8 \times 8 \text{ mm}^2$ mit unterschiedlichen Dicken von 1-4 mm. Die Gläser aus der großen

Schmelze zeigten gegenüber denen aus kleiner Schmelze verbesserte optische Eigenschaften, aufgrund geringerer Anzahl von Inhomogenitäten, Schlieren und Blasen [32]. Absorptionsmessungen zeigten weiter, dass keine Verunreinigungen durch Platin aus dem Tiegelmateriale vorlagen. Die Konzentration von Wasser, das als Form von OH Gruppen vorliegt, die bei 3 μm absorbieren, lag nahe der Nachweisgrenze. Der Einfluss der OH-Gruppen wird in Kapitel 2.6 genauer aufgezeigt.

Die untersuchten Phosphatgläser unterscheiden sich in ihrem O/P Verhältnis, das für die Struktur des Grundglases bestimmend ist. Der Phosphor bildet mit vier Sauerstoffatomen einen Tetraeder und verknüpft sich mit anderen Tetraedern über ein gemeinsames Sauerstoffatom, das je zur Hälfte einem Phosphoratom zugerechnet wird. Im Idealfall bilden sich bei einem Verhältnis von drei Sauerstoffatomen pro Phosphoratom unendlich lange Ketten aus Phosphatgruppen, die in Abbildung 2.1 nur als Einzel- oder Doppelgruppen dargestellt sind. Steigt der Phosphorgehalt an bleibt nur der in Doppelbindungen zum Phosphor gebundene Sauerstoff als Bindungspartner, dessen Doppelbindung aufgebrochen wird und mit einem Phosphor eine Verzweigung zu einem neuen Kettenstück bildet. Eine Vernetzung der Ketten findet statt. Bei UP liegt das O/P-Verhältnis bei 2,83 und die Ketten sind dadurch stark miteinander vernetzt. Bei QX handelt es sich um ein Metaphosphatglas, das Verhältnis zwischen Sauerstoff und Phosphor beträgt genau 3,01, wobei im Glas eine Kettenstruktur vorherrscht.

2.3 Grundzustandsabsorption

Die Absorption aus dem Grundzustand des Ytterbiums $^2F_{7/2}$ und des Erbiums $^4I_{15/2}$ wurde mit einem Spektrophotometer (UV3131PC, Shimadzu) gemessen, die Anregung findet mit verschiedenen Lampen statt, deren Intensität zu schwach ist, um die Besetzungsdichte der Niveaus zu beeinflussen. Das Photometer verwendet zwei Kanäle und korrigiert intern die Fluktuationen der Lampenintensität und die spektrale Empfindlichkeit des Detektors. Es wurden Proben von $d = 1\text{--}3$ mm Dicke verwendet, um die Linearität der Messung zu erhalten, $I/I_0 = \exp(-\alpha d) \approx 1 - \alpha d$ für $\alpha d < 1$. Wegen der hohen Ytterbiumdotierung im Vergleich zum Erbium wurde die Absorption von Ytterbium an $d = 1$ mm langen Proben gemessen und die von Erbium an $d = 3$ mm dicken Proben. Das Absorptionsmaximum von Ytterbium zeigte bei den 3 mm Proben einen zu kleinen Wert im Vergleich mit den dünnen Proben, was auf den beschränkten Dynamikbereich des Detektors zurückzuführen ist.

Abbildung 2.2 zeigt die Absorption von Fluorid-Phosphat-Glas vom sichtbaren bis in den nahen infraroten Spektralbereich. Die Übergänge von Ytterbium und Erbium liegen auch in Phosphatgläsern bei den gleichen Wellenlängen, zeigen aber in ihrer Struktur teilweise Unterschiede, was in Abbildung 2.3 bei der Ytterbiumabsorption und der von Erbium in den Abbildungen 2.4 und 2.5 deutlich wird. Die Absorption des FP20 Grundglases setzt

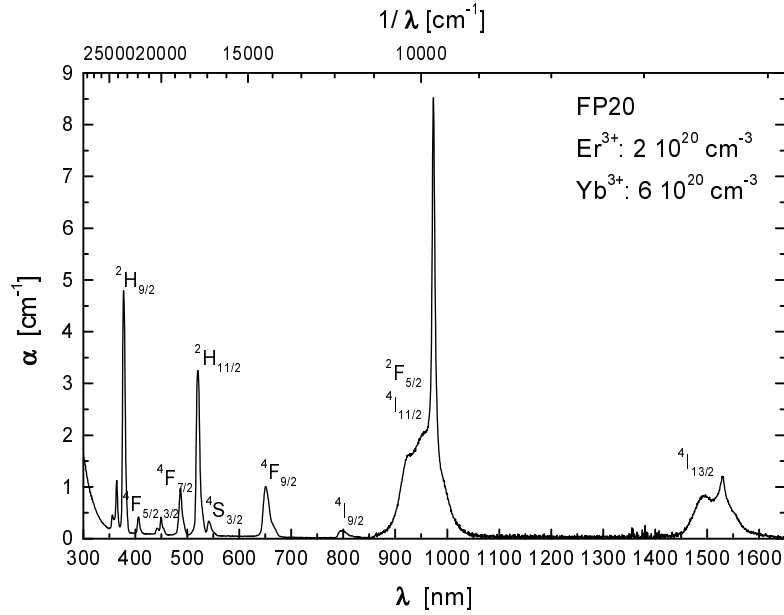


Abbildung 2.2: Grundzustandsabsorption der Erbium-Ytterbium dotierten Fluorid-Phosphat-Gläser.

im Kurzwelligen bei 300 nm ein; im Infraroten ist das Glas bis 4 μm transparent. Die Phosphatgläser sind von 400 nm bis 2,5 μm transparent.

Der Absorptionsquerschnitt σ_{abs} (cm^2) wurde aus der gemessenen Absorption durch Division mit der bekannten Dotierungskonzentration $N_{\text{Yb;Er}}$ (cm^{-3}) ermittelt. Der Absorptionsquerschnitt von Ytterbium wurde aus der Messung an einem rein Ytterbium dotierten Glas ermittelt. Im Rahmen der Messgenauigkeit wurde kein eindeutiger Unterschied zum kodozierten Glas gefunden. Die Absorption des Erbiumübergangs $^4\text{I}_{11/2}$ wurde dementsprechend mit einem rein Erbium dotierten Glas gemessen, da durch den geringen Erbiumgehalt im Vergleich zum Ytterbium eine Trennung der beiden Absorptionen nur mit großen Fehlern möglich wäre.

$$\sigma_{abs}(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{N_{\text{Yb;Er}}} \quad (2.3)$$

In Tabelle 2.2 sind die spektralen Positionen der einzelnen Übergänge und deren Breite zusammen mit den maximalen Absorptionsquerschnitten $\sigma_{abs}^{max}(\lambda)$ angegeben. Bei allen Niveaus liegt die Halbwertsbreite ΔE (FWHM) der Übergänge bei Wellenzahlen um $\approx 300 \text{ cm}^{-1}$ unabhängig vom Absorptionsquerschnitt. Die Lage der Energieniveaus wird für den Schwerpunkt der jeweiligen Absorption angegeben der bis auf den $^4\text{I}_{13/2}$ Übergang im Erbium und den $^2\text{F}_{5/2}$ Übergang im Ytterbium mit dem Maximum der Absorption übereinstimmt.

Für den Erbiumlaser sind die Absorption des Ytterbiums zwischen 900 nm und 1000 nm von Bedeutung, da dort die Wellenlängen gebräuchlicher Hochleistungslaserdioden liegen

Tabelle 2.2: Eigenschaften der Energieniveaus von Ytterbium und Erbium in Fluorid-Phosphat-Glas, gerechnete Werte P , τ nach [18].

Level Er^{3+}	λ (nm)	E (cm^{-1})	ΔE (cm^{-1})	σ_{abs} (10^{-21} cm^2)	P_{calc} (10^6)	τ_{calc} (ms)
$^4\text{I}_{13/2}$	1513	6610	294	6,05	1,57ed 0,47md	7,33
$^4\text{I}_{11/2}$	975	10251	211	1,02	0,72	6,41
$^4\text{I}_{9/2}$	800	12487	288	0,82	0,34	6,16
$^4\text{F}_{9/2}$	650	15375	301	5,06	2,26	0,73
$^4\text{S}_{3/2}$	541	18491	273	1,69	0,60	0,55
$^2\text{H}_{11/2}$	520	19230	284	16,26	7,32	0,61
$^4\text{F}_{7/2}$	487	20525	292	4,89	2,35	
$^4\text{F}_{5/2}$	449	22241	354	2,09	1,16	
$^4\text{F}_{3/2}$	441	22645	286	1,01	1,16	
Level Yb^{3+}						
$^2\text{F}_{5/2}$	974	10271	643	11,44		

und ebenso die direkte Nähe des Erbiumniveaus $^4\text{I}_{11/2}$, die für den Energietransfer wichtig ist. Beim Erbium selbst ist noch die Absorption des $^4\text{I}_{13/2}$ wichtig, da von diesem Niveau die Laseremission ausgeht. Abbildung 2.3 zeigt die Wirkungsquerschnitte der Absorption und Emission von Ytterbium in Fluorid-Phosphat-Glas und Phosphatglas. Die Ermittlung der Fluoreszenzquerschnitte wird in Kapitel 2.4 im Detail erläutert. Es fällt der um einiges größere Absorptionsquerschnitt von Ytterbium gegenüber dem des Erbiums auf, aber auch der gute Überlapp der Erbiumabsorption mit dem Maximum der Ytterbiumfluoreszenz. Die durch das Dreiniveausystem bedingte geringe Erbiumdotierung führt zu einer geringen Absorption der Pumpstrahlung. Hier zeigt sich der Vorteil einer Kodotierung mit Ytterbium, die eine hohe Absorption der Pumpstrahlung und einen effizienten Energietransfer zum Erbium, siehe Kapitel 2.6, ermöglicht.

2.4 Fluoreszenzmessungen

Die Fluoreszenz der Emission von Erbium $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ und von Ytterbium $^2\text{F}_{5/2} \rightarrow ^2\text{F}_{7/2}$ wurde mit einem optischen Spektrenanalysator (ANDO AQ6317) gemessen. Die Proben wurden mit einem Titan:Saphir Laser bei 940 nm angeregt. Die Anregung der Proben erfolgte parallel zur Glasfläche und zwar so dicht unter der Glasoberfläche wie möglich, um Reabsorption durch ungepumpte Regionen zu vermeiden. Die Fluoreszenz wurde mit einer Glasfaser (Kerndurchmesser 100 μm), die direkt über der Glasoberfläche im rechten Win-

kel zur Anregungsrichtung angebracht war, aufgenommen und in den Spektrenanalysator eingekoppelt. Das Gerät ist für die Wellenlänge selbstkalibrierend und korrigiert mit einem internen Rechner die spektrale Empfindlichkeit des Detektors.

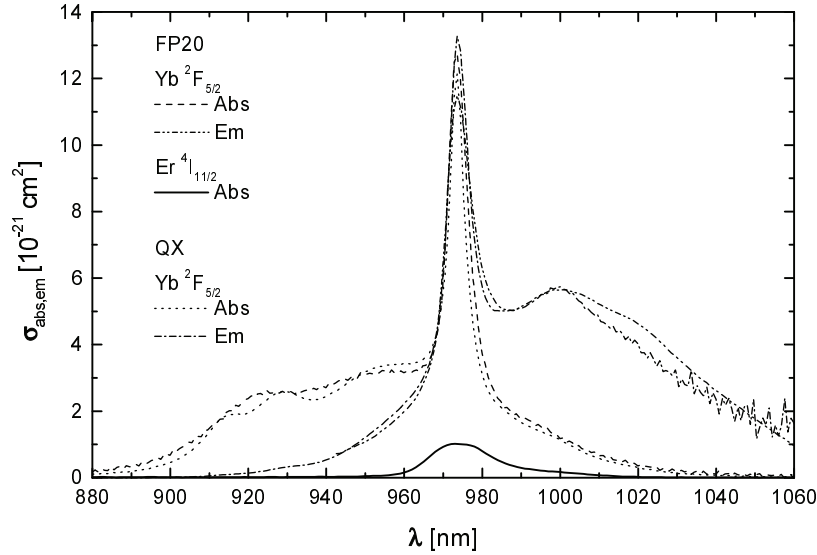


Abbildung 2.3: Absorption und Emission von Ytterbium in Fluorid-Phosphat-Glas und Phosphatglas, Absorption von Erbium $^4I_{13/2}$.

Die Intensität der gemessenen Fluoreszenzspektren ist von der Anregungsintensität und der Geometrie des Messaufbaus abhängig. Um die Wirkungsquerschnitte der Emission zu bestimmen, sind zwei verschiedene Möglichkeiten vorhanden, mit denen sich gegenseitig die Genauigkeit der jeweils erzielten Ergebnisse überprüfen lässt. Dies ist zum einen die Reziprozitätsmethode (RZP) und zum anderen die Methode nach Füchtbauer-Ladenburg (FLB) [35].

Bei dem Verfahren der Reziprozität wird der Emissionsquerschnitt σ_{em} aus dem Absorptionsquerschnitt ermittelt.

$$\sigma_{em}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda) \frac{Z_l}{Z_u} \exp \left[(E_{zpl} - hc\lambda^{-1}) / k_B T \right] \quad (2.4)$$

mit dem Absorptionsquerschnitt σ_{abs} , den Zustandssummen des unteren und oberen Niveaus Z_l und Z_u , die an dem Übergang beteiligt sind. Die Zustandssumme berechnet sich nach $Z_{l,u} = \sum_i g_i \exp(-E_i/k_B T)$ mit dem statistischen Gewicht g_i des i -ten Levels, das durch Aufhebung der Entartung durch die Mikrofelder des Glases $g = 2$ beträgt, und dem Energieabstand E_i des i -ten Levels zum untersten Levels eines Multiplets mit i Leveln. k_B ist die Boltzmannkonstante und T die Temperatur. In Glas können in der Regel keine einzelnen Multiplets mehr aufgelöst werden, was die Angabe von E_i erschwert. Es ist aber eine gute

Näherung alle Multiplets als gleich weit aufgespalten zu betrachten und ein mittleres \bar{E} zu wählen, das der Halbwertsbreite der Absorption entspricht [36]. Die Nullphononenlinie E_{zpl} entspricht dem Übergang zwischen den beiden niedrigsten Energiezuständen zweier Niveaus und in Gläsern im Allgemeinen dem Absorptionsmaximum eines Übergangs.

Bei der Füchtbauer-Ladenburg Gleichung wird die gemessene Fluoreszenzkurve $I(\lambda)$ verwendet

$$\sigma_{em}(\lambda) = \frac{\lambda^5 I(\lambda)}{8\pi n^2 c \tau_{rad} \int \lambda I(\lambda) d\lambda} \quad (2.5)$$

mit der normierten Fluoreszenz $I(\lambda)/\int \lambda I(\lambda) d\lambda$ und τ_{rad} ist die in Kapitel 2.5 gemessenen Fluoreszenzlebensdauer, da hier keine nichtstrahlenden Übergänge in den Grundzustand auftreten (Kapitel 2.7).

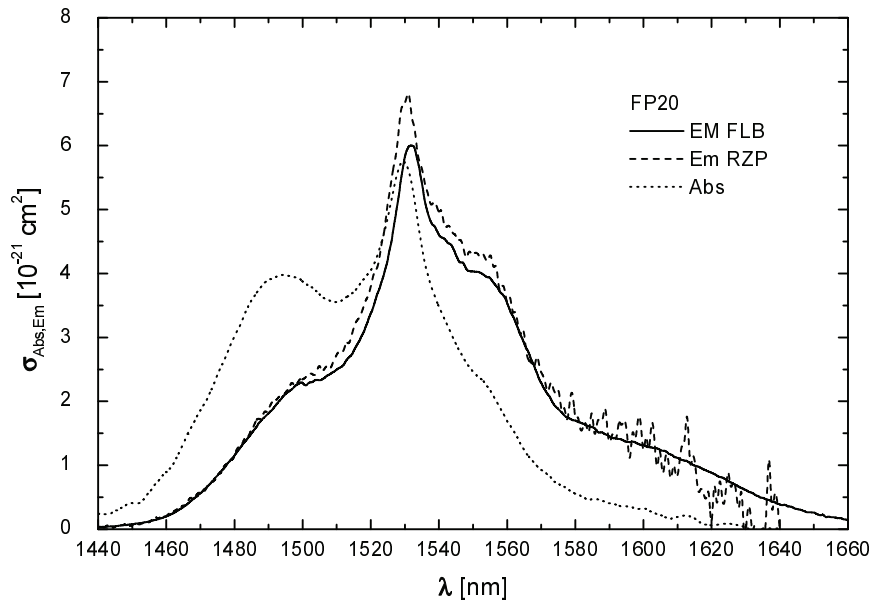


Abbildung 2.4: Absorptions- und Emissionsquerschnitt für den Erbiumübergang ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ gerechnet nach Füchtbauer-Ladenburg und Reziprozität für Fluorid-Phosphat-Glas.

Die Emissionsquerschnitte nach Reziprozität und Füchtbauer-Ladenburg sind für Fluorid-Phosphat in Abbildung 2.4 und Phosphat in Abbildung 2.5 dargestellt und zeigen die gute Übereinstimmung der beiden Verfahren. Beim Reziprozitätsverfahren wird die Emissionskurve immer ungenauer je weiter die spektrale Position von der Nullphononenlinie weg im Infraroten liegt. Dies liegt an dem Exponentialfaktor mit dem die gemessene Absorption multipliziert wird, der das Rauschen von σ_{abs} verstärkt. Bei der Füchtbauer-Ladenburg Methode liegt ein Grund der Ungenauigkeit in der Normierung der Fluoreszenz, bei der ein zu hoher Untergrund zu einem zu kleinen Ergebnis führt oder in einer ungenau gemessenen Fluoreszenzlebensdauer.

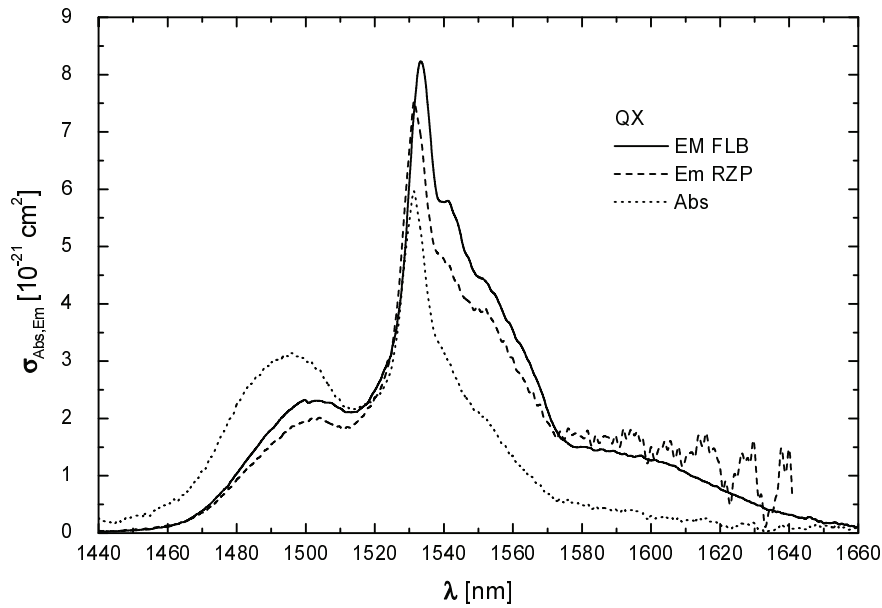


Abbildung 2.5: Absorptions- und Emissionsquerschnitt für den Erbiumübergang ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ gerechnet nach Füchtbauer-Ladenburg und Reziprozität für Phosphatglas.

2.5 Fluoreszenzlebensdauern

Die Fluoreszenzlebensdauer des Übergangs ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ hängt, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, von der Störung des Ions durch das umliegende Glasnetzwerk und Wechselwirkungsprozessen zwischen den Ionen ab (Kapitel 2.6). Abbildung 2.6 zeigt den Aufbau zur Fluoreszenzmessung bei $1,55 \mu\text{m}$. Die Anregungsquelle, eine Polaroid Laserdiode (Kapitel 4.1) wurde durch eine Linse auf die Probe abgebildet. Dabei wurde darauf geachtet, wie in Kapitel 2.4, direkt unter der Glasoberfläche anzuregen, um Effekte durch Reabsorption (Radiation Trapping) zu vermeiden. Die emittierte Strahlung wurde mit einer Germaniumphotodiode (Hamamatsu B1998-01) gemessen und die Pumpstrahlung mit einem Siliziumfilter $d = 1 \text{ mm}$ abgeblockt. Um Ytterbiumfluoreszenz oberhalb der Siliziumbandkante von $1,1 \mu\text{m}$ zu trennen, wurde zusätzlich ein hochreflektierender Laserspiegel (HR von 1000-1200 nm) vor die Photodiode gesetzt.

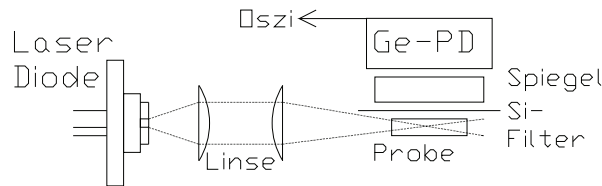


Abbildung 2.6: Aufbau zur Messung des zeitlichen Fluoreszenzverhaltens bei $1,55 \mu\text{m}$.

Das Messignal der Germaniumdiode wurde von einem Speicheroszilloskop (LeCroy 9362) an einem Eingangswiderstand von 10 k Ω aufgenommen und zur Rauschunterdrückung 100 mal gemittelt. Jede Datenkurve enthält 1000 Messpunkte. Abbildung 2.7 zeigt zwei typische Messkurven von Fluorid-Phosphat-Glas und Phosphatglas. Auffällig ist bei beiden der Anstieg der Fluoreszenzintensität nach einem 10 μ s langen Anregungsimpuls. Das Maximum der Fluoreszenz wird erst nach ca. 500 μ s erreicht, hier kann von einem Pumpen des Erbiums durch das Ytterbium gesprochen werden, das ein Energiereservoir darstellt, welches sich erst allmählich entleert.

Für das Phosphatglas QX wurde eine Fluoreszenzabklingzeit von $7,91 \pm 0,04$ ms ermittelt, das entspricht der Herstellerangabe von 7,9 ms in [20]. In diesem Messaufbau ist also der Einfluss der Reabsorption vernachlässigbar für geringe Erbiumdotierungen.

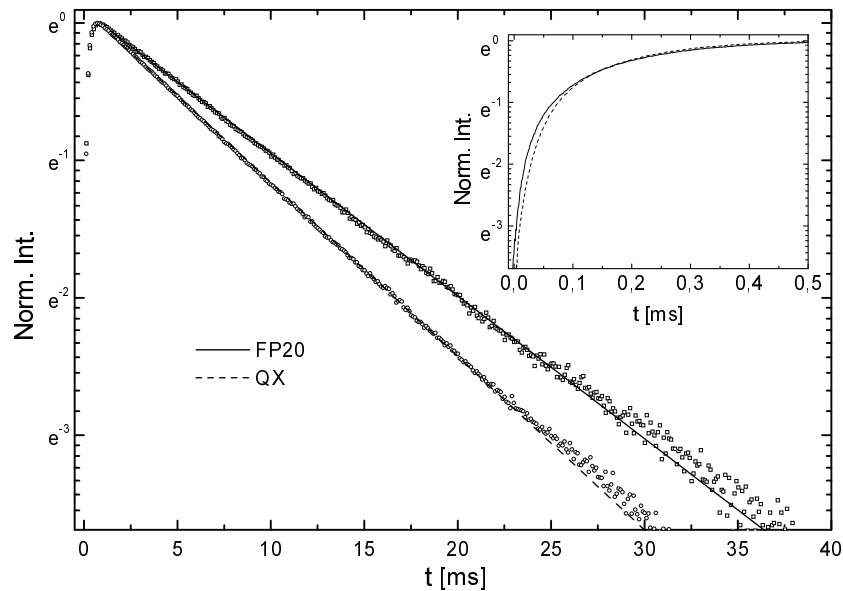


Abbildung 2.7: Fluoreszenzabklingkurven für Fluorid-Phosphat (FP20) und Phosphatglas (QX) bei 1,55 μ m. Der Einsatz zeigt den Anstieg der Fluoreszenz innerhalb 500 μ s nach einem kurzen Anregungsimpuls von 10 μ s bei 940 nm.

Beim Ultraphosphatglas UP wurden Abklingzeiten von $6,73 \pm 0,05$ ms bei einer Erbiumdotierung $5 \cdot 10^{19}$ cm $^{-3}$ und $7,78 \pm 0,05$ ms bei einer Dotierung von $2 \cdot 10^{19}$ cm $^{-3}$ gefunden. Diese im Vergleich mit dem QX geringere Lebensdauer wird auf den höheren OH-Gehalt der Proben (Kapitel 2.7 und Tabelle 2.3) zurückgeführt. In den Fluorid-Phosphat-Gläsern wurden höhere Lebensdauern von $9,50 \pm 0,05$ ms gemessen, die allerdings über denen der Theorie von 7,33 ms liegen. Dies kann an Unsicherheiten der Judd-Ofelt-Theorie liegen, bis zu ≈ 25 %, oder an zunehmender Reabsorption der Fluoreszenz bei höheren Erbiumkonzentrationen. Beim Durchlaufen von 1 mm Glas erfährt die Fluoreszenz eine mittlere

Absorption von ca. 2 %. Die reabsorbierte Strahlung wird wieder emittiert und ergibt bei der Messung eine entsprechend verlängerte Lebensdauer.

Die Fluoreszenzabklingzeiten im Wellenlängenbereich um $1\ \mu\text{m}$ wurden mit einer im rechten Winkel aufgesetzten Faser gemessen, die in einen Monochromator (Digikrom DK240) mit Photomultiplier (FS29) eingekoppelt wurde. Für einfach Ytterbium dotiertes Fluorid-Phosphat-Glas wurde eine Fluoreszenzabklingzeit von $\tau_f = 1,5\ \text{ms}$ gemessen. Der Einfluss der Erbiumdotierung auf diese Zeitkonstante wird im folgenden Kapitel diskutiert.

2.6 Energietransfer zwischen Ytterbium und Erbium

Wie in den obigen Kapiteln bereits ausgeführt ist ein effektiver Energietransfer zwischen Ytterbium, das die Pumpstrahlung absorbiert, und Erbium, bei dem der Laserübergang stattfindet, entscheidend für die Effizienz des Lasers. Dieser Wechselwirkungsprozess des nichtstrahlenden Energietransfers zwischen Ionen wurde zuerst von Förster [37] und Dexter [38] theoretisch untersucht und von Burshtein [39] auf Prozesse mit unterschiedlicher Dotierung der beiden Transferpartner erweitert. Kern der Theorie ist die Annahme einer resonanten Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Ionen. Allgemein wird von der Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen ausgegangen, womit eine Reihe von interionischen Effekten beschrieben werden können.

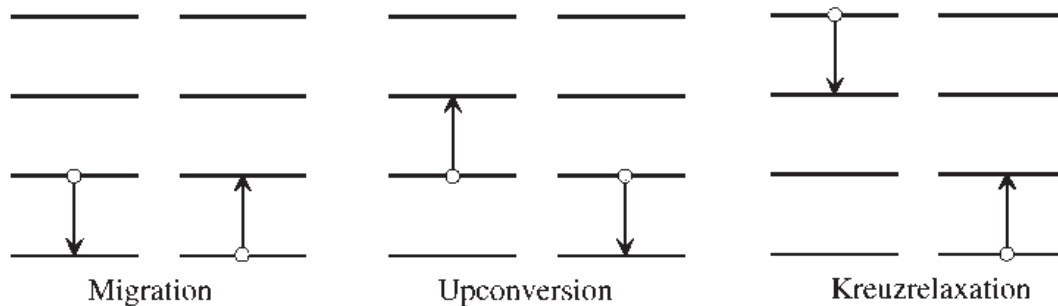


Abbildung 2.8: Zwei-Teilchen Energietransfer-Prozesse in Erbium dotierten Gläsern.

Zu den Zwei-Teilchen Energietransfer-Prozessen in Erbium-Ytterbium dotierten Gläsern, wie sie in Abbildung 2.8 skizziert werden, gehören im einzelnen:

Migration: Es kommt zu einem räumlichen Transfer der Anregungsenergie zwischen den Ionen, die Energie bleibt dabei erhalten. Dies tritt hauptsächlich zwischen Ionen gleicher Spezies auf, bei denen sich die Absorptionsspektren und Emissionsspektren der angeregten Zustände überlappen müssen. Dies geschieht aufgrund der höheren Konzentration und dem daraus folgenden kleineren Abstand zum nächsten Ion hauptsächlich beim Ytterbium.

Upconversion: Zwei sich im gleichen angeregten Zustand E_1 befindliche Ionen wechselwirken und die Anregungsenergie eines Ions geht auf das andere über, das in einen höheren Zustand E_2 angeregt wird. Ein möglicher Upconversionübergang beim Erbium in Glas aufgrund der, nach Kapitel 2.8, erwarteten Besetzungsdichten ist $2 \cdot {}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2} \cdot {}^4I_{9/2}$. Beim Zusammenwirken von Erbium und Ytterbium ist sog. kooperative Upconversion möglich mit ${}^2F_{5/2} \cdot {}^4I_{13/2} \rightarrow {}^2F_{7/2} \cdot {}^4I_{9/2}$ oder auch ${}^2F_{5/2} \cdot {}^4I_{11/2} \rightarrow {}^2F_{7/2} \cdot {}^2H_{11/2}$ [40].

Kreuzrelaxation: Dies ist der inverse Prozess zur Upconversion. Hier gibt ein Ion in einem höheren angeregten Zustand Energie ab, die das andere Ion aufnimmt. Das Ion aus dem Grundzustand befindet sich anschließend in einem Zwischenniveau, das der halben Energie des angeregten Zustandes in der Ausgangssituation entspricht. Bei Erbiumionen in Glas ist aufgrund der möglichen Besetzungsdichten, die in Kapitel 2.9 bestimmt werden, dieser Prozess vernachlässigbar.

Kennzeichen einer Dipol-Dipol Wechselwirkung ist die Entfernungsabhängigkeit des Effekts mit R^{-6} vom Abstand R der Teilchen. Es wird ein kritischer Abstand R_{xy} eingeführt [9, 41, 42], für den die nichtstrahlende Übergangsrate der spontanen strahlenden Rate gleich wird,

$$W_{xy} = \frac{1}{\tau_f} \left(\frac{R_{xy}}{R_o} \right)^6 \quad (2.6)$$

mit der Übergangsrate W_{xy} mit x dem Donor oder auch Sensitizer und y dem Akzeptor bzw. Donor im Falle einer Energiemigration. τ_f bezeichnet die spontane Fluoreszenzlebensdauer des ungestörten Donorniveaus und R_o den mittleren Abstand zweier Ionen. Der kritische Radius R_{xy} ist definiert als

$$R_{xy}^6 = \frac{3c\tau_x}{8\pi^4 n^2} \int \sigma_{em}^x(\lambda) \sigma_{abs}^y(\lambda) d\lambda \quad (2.7)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c , der Brechzahl n , dem Überlappintegral $\int \sigma_{em}^x \sigma_{abs}^y d\lambda$ aus Emissionsquerschnitt des Donors und dem Absorptionsquerschnitt von Akzeptor bzw. Donor. Entscheidend ist hierbei der Überlapp von Emission und Absorption, der bei einer Ytterbium-Ytterbium ${}^2F_{5/2}^D \cdot {}^2F_{7/2}^{D'} \rightarrow {}^2F_{7/2}^D \cdot {}^2F_{5/2}^{D'}$ Wechselwirkung $\int \sigma_D \sigma_{D'} d\lambda = 1,724 \cdot 10^{-56} \text{ m}^5$ und für einen Ytterbium-Erbium ${}^2F_{5/2}^D \cdot {}^4I_{15/2}^A \rightarrow {}^2F_{7/2}^D \cdot {}^4I_{11/2}^A$ Übergang $\int \sigma_D \sigma_A d\lambda = 1,506 \cdot 10^{-57} \text{ m}^5$ beträgt, sowie dem von Erbium-Erbium ${}^4I_{13/2}^A \cdot {}^4I_{15/2}^{A'} \rightarrow {}^4I_{15/2}^A \cdot {}^4I_{13/2}^{A'}$ Übergängen mit $\int \sigma_A \sigma_{A'} d\lambda = 4,865 \cdot 10^{-58} \text{ m}^5$. Daraus ergeben sich kritische Radien für Donor-Donor (Yb-Yb) Wechselwirkung von $R_{DD'} = 1,521 \text{ nm}$, für Donor-Akzeptor (Yb-Er) von $R_{DA} = 1,396 \text{ nm}$ und für Akzeptor-Akzeptor (Er-Er) Übergänge von $R_{AA'} = 1,171 \text{ nm}$. Daraus folgen die jeweiligen kritischen Dichten der Dotierungskonzentration in einem Kugelvolumen von $N_{DD'} = 6,78 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_D \cdot N_A = 7,67 \cdot 10^{39} \text{ cm}^{-6}$ und $N_{AA'} = 1,48 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

Für den beobachteten Fluoreszenzabfall des Donors (Ytterbium) ergibt sich aus der Theorie [9] folgendes Verhalten:

$$I_D(t) = I_o \exp \left(-t/\tau_f - \gamma\sqrt{t} - \overline{W}t \right) \quad (2.8)$$

mit der spontanen Fluoreszenzabklingzeit τ_f , einem Abklingfaktor γ , der den Anteil der direkten Donor-Akzeptor Übergänge enthält und der Burshteinrate \overline{W} , die den Einfluss der Migration enthält.

$$\gamma = \frac{4}{3}\pi^{3/2} R_{DA}^3 \cdot n_A \sqrt{\tau_f^{-1}} \quad (2.9)$$

Die Übergangsrate γ ist nur von n_A der Akzeptorkonzentration abhängig und wird mit einer typischen verwendeten Dotierungskonzentration von Erbium $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zu einer Rate von $\gamma = 26,1 \text{ s}^{-1/2}$. Bei einer Dotierung von $8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ Ytterbium zu $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ Erbium ergibt sich ein Verhältnis von $\text{Yb/Er} = 16/1$ mit einer Ytterbiumdotierung, die um einen Faktor ≈ 9 über der kritischen Dotierungsdichte $N_{DD'}$ für Yb-Yb Migration liegt. Nach Burshtein folgt eine typische 'Sprung'-Zeit, in der die Energie von Ion zu Ion wandert:

$$\tau_h^{-1} = \left(\frac{2}{3}\pi \right)^3 R_{DD}^6 \cdot n_D^2 \tau_f^{-1} \quad (2.10)$$

Bei einer Ytterbiumdotierung von $8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ beträgt diese Zeit $\tau_h = 20 \text{ } \mu\text{s}$. Der Fluoreszenzabfall ist dann nicht mehr von der Wurzel der Zeit abhängig, sondern verläuft linear mit einer Rate \overline{W} .

$$\overline{W} = \pi (2\pi/3)^{5/2} R_{DA}^3 R_{DD}^3 \cdot n_D n_A \tau_f^{-1} \quad (2.11)$$

Diese Rate ist im Gegensatz zu γ nicht nur von der Erbiumdotierung, sondern auch von der des Ytterbiums abhängig und beträgt für die schon oben verwendeten Dotierungen $\overline{W} = 5098,6 \text{ s}^{-1}$. Dies entspricht einer Zeitkonstanten von $\tau_{\overline{W}} = 196,1 \text{ } \mu\text{s}$. Fällt die Fluoreszenz des Donors (Yb) I_D nach Gleichung 2.8 ab, so entwickelt sich die des Akzeptors (Er) wie:

$$I_A(t) = I_o \left[\exp(-t/\tau_A) - \exp \left(-t/\tau_D - \gamma\sqrt{t} - \overline{W}t \right) \right] \quad (2.12)$$

mit $\tau_A = 9,5 \text{ ms}$ für Fluorid-Phosphat-Glas. Im Rahmen der Genauigkeit des Modells, es werden keine Quadrupoleffekte usw. betrachtet und die verschiedenen Ionen als Gleichverteilt im Glas angenommen, wird eine gute Beschreibung des Experiments ermöglicht, wie Abbildung 2.9 zeigt.

Ein kurzer Anregungspuls bei 940 nm bevölkert das obere Ytterbiumniveau $^2\text{F}_{5/2}$. Dieses Energieniveau verliert die darin gespeicherte Energie durch strahlende Übergänge in den Grundzustand bei einer Wellenlänge um $1 \text{ } \mu\text{m}$. Energieübergang zum Erbium mit anschließender nichtstrahlender Relaxation ins $^4\text{I}_{13/2}$ ist der zweite Prozess der das Ytterbiumniveau entvölkert. Der folgende Anstieg des Fluoreszenzsignals bei $1,55 \text{ } \mu\text{m}$ (Einsatz in Abbildung

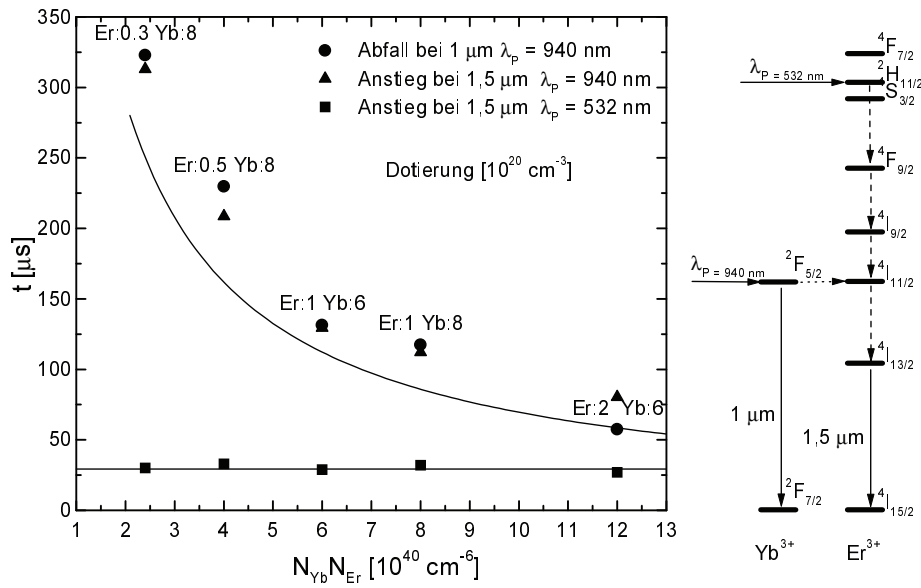


Abbildung 2.9: Anstiegs- und Abfallzeiten der Fluoreszenz bei 1,55 μm und 1 μm nach einem kurzen Anregungspuls bei verschiedenen Wellenlängen. Die Kurven folgen aus der Theorie, Gleichung 2.8 und 2.12 für Anregung mit 940 nm, Gleichung 2.13 für Anregung bei 532 nm. Rechts: Skizze der Energieniveaus mit strahlenden (—), nichtstrahlenden (---) Übergängen und dem Energietransfer (···) von Yb zu Er.

2.7) hängt von der Übergangsrate vom Ytterbium zum Erbium ab, die das $^2F_{5/2}$ entleert und die Emission bei 1 μm mit beeinflusst. Der Übergang auf die Erbiumionen löscht damit die Lebensdauer der Ytterbiumionen. Die Anstiegszeiten der Fluoreszenz I_A bei 1,55 μm , die nach Gleichung 2.12 für $t \ll \tau_A$ gewonnen wurden, und die Abfallszeiten von I_D bei 1 μm , nach Gleichung 2.8, sind im Rahmen der experimentellen Genauigkeit fast gleich. Der Fehler liegt bei 6 % und fällt mit steigender Erbium- und Ytterbiumkonzentration ab. Durch die Abhängigkeit auch von der Ytterbiumkonzentration zeigt sich der Effekt des Sprungprozesses mit \overline{W} . Aus den gemessenen Zeiten kann eine Effizienz des Energieübertrags ermittelt werden [43], $\eta_t = 1 - \tau_{DA}/\tau_{D0}$ mit τ_{DA} der Zeitkonstanten mit Kodotierung und τ_{D0} ohne Erbiumdotierung. Aus dem Experiment folgten Effizienzen von $\eta_t = 78 - 96$ %. Die Effizienz wird mit steigender Erbium- und Ytterbiumkonzentration größer. η_t konnte bei den Phosphatgläsern mangels rein Ytterbium dotierter Gläser nicht bestimmt werden und liegt laut Literatur [44] bei 95 %. Zusätzlich ist in Abbildung 2.9 die Anstiegszeit bei 1,55 μm nach Anregung mit einem 5 ns langem Laserpuls bei 532 nm eingetragen. Als Pulsquelle diente hier ein gütegeschalteter und frequenzverdoppelter Neodymlaser (New-Wave Minilase-20), dessen Licht vom Erbiumniveau $^2H_{11/2}$ absorbiert wird. Die in diesem Niveau gespeicherte Energie relaxiert ins obere Laserniveau und zeigt eine schnellere Besetzung dieses Niveaus

im Vergleich mit der indirekten Anregung über das Ytterbium. Die Anstiegszeit ist hier für alle Dotierungen gleich und ergibt sich aus nichtstrahlenden Relaxationsprozessen, die im folgenden Kapitel beschrieben werden.

Energietransferprozesse finden aber nicht nur zwischen den aktiven Ionen statt. Auch Wasser, das in Form von OH-Gruppen eingebaut wird, trägt durch seine Molekülschwingungen zu diesen bei. Mit einer Energie von $\hbar\omega \approx 3000 \text{ cm}^{-1}$ kann bei höherer OH-Konzentration die Lebensdauer des $^4\text{I}_{13/2}$ durch nichtstrahlende Übergänge stark verkürzt werden [44]. Die Energie geht vom Erbium auf eine OH-Oberschwingung über, die zur Erwärmung des Glases beiträgt. In Tabelle 2.3 ist die gemessene OH-Absorption für die verschiedenen Gläser angegeben.

Tabelle 2.3: OH-Absorption der verschiedenen Gläser bei $3 \mu\text{m}$.

Glas	$\alpha_{OH} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$
QX	0,45
UP	2,70
FP20	< 0,1

Die im UP um einen Faktor 6 höhere Absorption als im QX wirkt sich schon deutlich auf die Lebensdauer aus, wie in Kapitel 2.5 ausgeführt wurde.

2.7 Nichtstrahlende Relaxationsprozesse

Wie im Kapitel über Energietransferprozesse bereits erwähnt haben nichtstrahlende Prozesse im Glas einen großen Einfluss auf den Energietransport. Die Verzweigungsverhältnisse des freien Ions ohne Wechselwirkung mit der Umgebung sind nur von strahlenden Übergängen bestimmt. Im Glas findet zusätzlich eine Kopplung zwischen Elektronen und Phononen statt, die die Übergangsraten zwischen den Niveaus drastisch verändern kann [45]. So sollte bei Anregung des $^2\text{H}_{11/2}$ ein strahlender Übergang zum $^4\text{I}_{13/2}$ mit einer Zeitkonstanten von 2 ms stattfinden [18] und dieser entsprechend die Fluoreszenz von $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ ansteigen. Gemessen wurden aber Zeiten um $29 \mu\text{s}$, was nur durch einen nichtstrahlenden Multiphononenprozess möglich ist. Die Übergangsrate bestimmt sich nach [17] zu:

$$W_{MP}(\Delta E) = W_{MP}(0) \exp \left[-\frac{\Delta E}{\hbar\omega} \left(\ln \frac{\Delta E}{\hbar\omega g} - 1 \right) \right] \quad (2.13)$$

wobei ΔE der Energielücke zum nächst niedrigen Niveau, $W_{MP}(0) \approx 10^{11} \text{ s}^{-1}$ dem Parameter der Multiphononenrelaxation und $g = 9 \cdot 10^3$ der Elektronen-Phononen Kopplungsstärke entsprechen. Die maximale Phononenenergie im Glas $\hbar\omega = 1300 \text{ cm}^{-1}$ entspricht der

Phosphatstreckschwingung P-O. Die Fluoridstreckschwingung Al-F besitzt nur eine Energie von $\approx 600 \text{ cm}^{-1}$. Für die Bestimmung der notwendigen Koeffizienten des Ratengleichungssystems in Kapitel 2.8 ist ein Vergleich von typischen strahlenden Raten und denen aus Multiphononenzerfall wie in Abbildung 2.10 empfehlenswert.

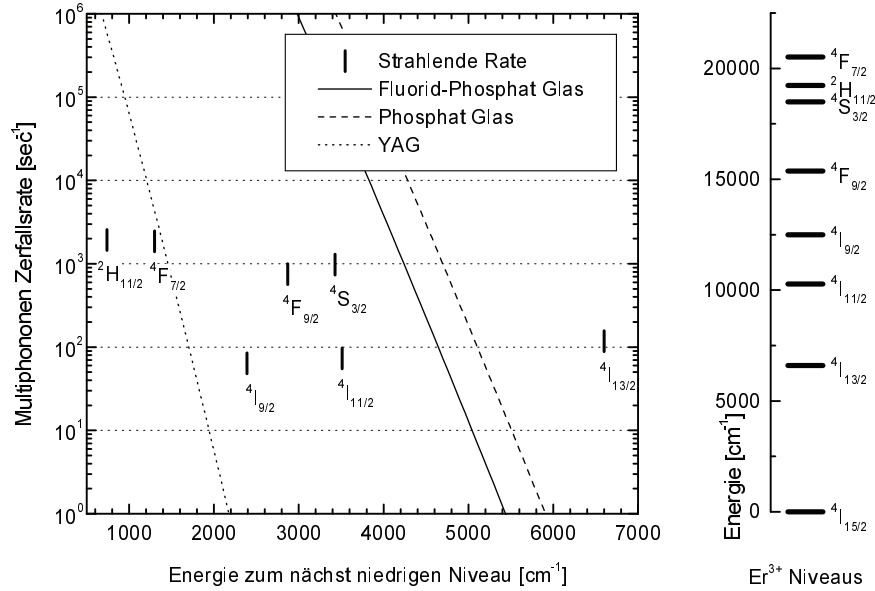


Abbildung 2.10: Rate des Multiphononenzerfalls für die verwendeten Gläser im Vergleich zum YAG-Kristall mit üblichen strahlenden Übergangsraten von Erbium nach [9, 17].

Es zeigt sich, dass die Übergangsrate vom Pumpniveau $^4\text{I}_{11/2}$ zum oberen Laserniveau $^4\text{I}_{13/2}$ in FP20 Glas, mit Multiphononenraten von $\approx 55000 \text{ s}^{-1}$, weit über dem der strahlenden Rate von 27 s^{-1} liegt. Beim strahlenden Übergang nehmen nur 15 % diesen Weg und der Rest relaxiert direkt ins Grundniveau. Bei Kristallen wie dem YAG ist dagegen die Multiphononenrate für diesen Übergang wesentlich kleiner als die Strahlende. Dies liegt an der geringen Phononenenergie in YAG $\hbar\omega = 700 \text{ cm}^{-1}$ und dem Parameter der Multiphononenrelaxation $W_{\text{MP}}(0) \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$ [9]. So ist nur in Medien mit entsprechend geringer Phononenenergie ein Betrieb als $3 \mu\text{m}$ Laser möglich, der bei $1,55 \mu\text{m}$ dagegen nur mit geringer Effizienz [46].

2.8 Ratengleichung des Systems

In den vorangegangenen Untersuchungen konnten einige grundsätzliche Parameter des Erbiumlasers bestimmt werden. Um das Verhalten des Systems Ytterbium-Erbium verstehen zu können, ist es jetzt notwendig das Zusammenwirken von Absorptions- und Emissionsquerschnitten mit den jeweiligen Übergangsraten und Lebensdauern in einem Ratengleichungsmodell zu betrachten. Da das Energieniveauschema von Erbium (Abbildung 1.1 und

2.11) mit seinen vielen Niveaus ein sehr umfangreiches Ratengleichungssystem erforderlich machen würde, falls alle Wechselwirkungen und Übergangsmöglichkeiten erfasst werden sollten, ist es nützlich aus den vorhergegangenen Ergebnissen einige Vereinfachungen abzuleiten. Einen starken Einfluss auf die Besetzungsverteilung hat die Pumpwellenlänge, die in der Grundzustandsabsorption nur mit dem Ytterbiumniveau $^2F_{5/2}$ überlappt. Die Pumprate F ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), die letztendlich für die Besetzung der Niveaus verantwortlich ist, bevölkert das obere Ytterbiumniveau, von dem aus sich die Anregungsenergie auf die Niveaus des Erbiums verteilt.

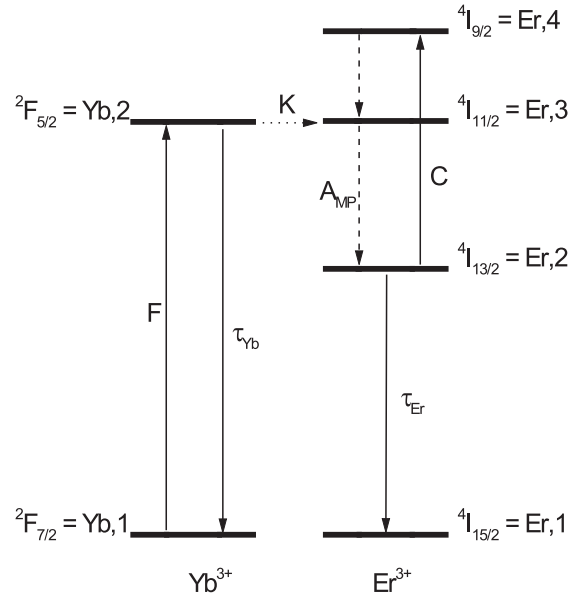


Abbildung 2.11: Vereinfachtes Energieniveau-Diagramm des Systems Erbium-Ytterbium mit Energietransfer K von Yb^{3+} zu Er^{3+} , Upconversion C sowie strahlender τ und nichtstrahlender A_{MP} Energierelaxation.

Bei Erbium in Glas ist zu beachten, dass durch die hohe Phononenenergie und den damit verbundenen hohen nichtstrahlenden Relaxationsraten nur für $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ein strahlungsdominierter Übergang stattfindet und ein Rücktransfer zum Ytterbium vom sich schnell $10 \mu\text{s}$ entleerenden $^4I_{11/2}$ Niveau vernachlässigbar ist. Danach ergibt sich folgendes Gleichungssystem [43, 47]

$$\frac{dN_{Yb,2}}{dt} = (\sigma_{abs,Yb}N_{Yb,1} - \sigma_{em,Yb}N_{Yb,2})F - KN_{Yb,2}N_{Er,1} - \frac{N_{Yb,2}}{\tau_{Yb}} \quad (2.14)$$

$$\frac{dN_{Er,2}}{dt} = N_{Er,3}A_{MP,3-2} + \frac{N_{Er,3}}{\tau_{Er,3-2}} - N_{Er,2}A_{MP,2-1} - \frac{N_{Er,2}}{\tau_{Er,2-1}} - 2CN_{Er,2}^2 \quad (2.15)$$

$$\frac{dN_{Er,3}}{dt} = KN_{Yb,2}N_{Er,1} + N_{Er,4}A_{MP,4-3} - N_{Er,3}A_{MP,3-2} - \frac{N_{Er,3}}{\tau_{Er,3-1}} - \frac{N_{Er,3}}{\tau_{Er,3-2}} \quad (2.16)$$

$$\frac{dN_{Er,4}}{dt} = CN_{Er,2}^2 - N_{Er,4}A_{MP,4-3} \quad (2.17)$$

Bei der Besetzung der Niveaus gilt weiter $N_{Yb} = N_{Yb,1} + N_{Yb,2}$ und $N_{Er} = N_{Er,1} + N_{Er,2} + N_{Er,3} + N_{Er,4}$. Das obere Ytterbiumniveau ${}^2F_{5/2} = Yb,2$ wird von der Pumprate F entsprechend seines Absorptionsquerschnittes $\sigma_{abs,Yb}$ und der Besetzungsdichte in seinem unteren Niveau ${}^2F_{7/2} = Yb,1$ bevölkert und entvölkert sich durch spontane Emission mit τ_{Yb} und durch Übergang auf das ${}^4I_{11/2} = Er,3$ mit dem Übergangskoeffizienten K (cm^3/s). Weiter kann sich $Yb,2$ durch Pumpstrahlung stimulierte Emission entleeren, was aber nur bei hohen Besetzungsdichten von $Yb,2$ der Fall ist. Von $Er,3$ aus findet ein schneller nicht-strahlender Übergang $A_{MP,3-2}$ (s^{-1}) zum ${}^4I_{13/2} = Er,2$ statt mit dem ein relativ langsamer $\tau_{Er,3-1}$ Fluoreszenzzerfall zum Grundzustand ${}^4I_{15/2} = Er,1$ konkurriert. Das Verhalten des oberen Laserniveaus $Er,2$ wird vom Fluoreszenzübergang zum Grundniveau $Er,1$ bestimmt mit dem ein Upconversionprozess zum ${}^4I_{9/2} = Er,4$ mit dem Upconversionkoeffizienten C (cm^3/s) konkurriert. Ein geringer Übergangsanteil zum Grundzustand kann auch aus einer Multiphononenrelaxation herrühren. Die Besetzung des $Er,4$ entleert sich schnell über Multiphononenrelaxation ins $Er,3$, was nach Relaxation ins obere Laserniveau einen parasitären Energiekreislauf bildet, der zur Aufheizung des Glases beiträgt.

In diesem Gleichungssystem sind alle Koeffizienten bis auf K und C bekannt. Bei geringer Besetzungsdichte des $Er,2$ mit $Er,2 \ll (2 C \tau_{Er,2-1})^{-1} \approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ist die Upconversion vernachlässigbar [21, 43, 45, 47] und das Gleichungssystem hängt nur von K ab. Durch Anpassen des gerechneten Fluoreszenzabfalls von $Yb,2$ an die gemessene Ytterbiumfluoreszenz bei $1 \mu\text{m}$ kann K ermittelt werden. Die Werte sind in Tabelle 2.4 zusammengefasst. Es zeigt sich, dass die gerechneten Kurven ein einfach exponentielles Abklingverhalten zeigen, das im Rahmen der experimentellen Genauigkeit auch bei den gemessenen Kurven beobachtet wird.

2.9 Upconversion

Die bisherigen Fluoreszenzmessungen wurden mit einer geringen Anregungsintensität ausgeführt. Falls ein nennenswerter Einfluss durch Upconversion vorliegen sollte, müssen sich die Abklingkurven bei steigender Anregungsintensität verändern. In Kapitel 2.6 wurde die kritische Dichte für Erbium-Erbium Wechselwirkung, wie sie für einen Upconversionprozess $2 \cdot {}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2} \cdot {}^4I_{9/2}$ notwendig ist, zu $1,48 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt. Nur eine verwendete Erbiumdotierung liegt mit $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ über diesem Wert. Abbildung 2.12 zeigt die Auswirkung einer stark erhöhten Anregungsintensität auf diese Probe.

Es zeigt sich deutlich ein schnellerer Fluoreszenzabfall für die ersten 8 ms, danach läuft die Fluoreszenzkurve parallel zu der mit geringer Anregung. Dieser Effekt zeigt sich am ausgeprägtesten bei dieser hohen Erbiumdotierung und nimmt mit geringerer Dotierung stark ab. So kann bei einer Erbiumdotierungen von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ nur noch ein geringer, über das Rauschen hinausgehender, Unterschied festgestellt werden. In Abbildung 2.13 wird die

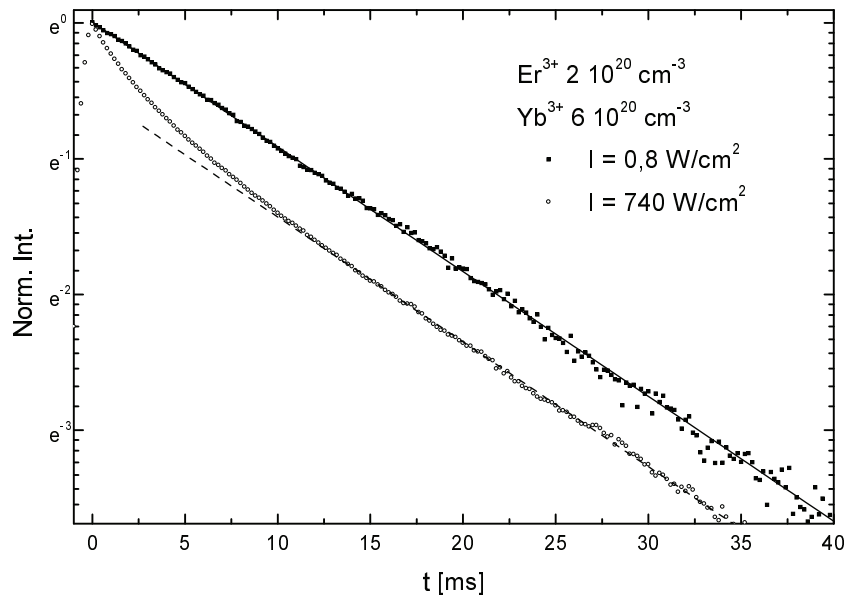


Abbildung 2.12: Veränderung des Abklingverhaltens der Erbiumfluoreszenz bei unterschiedlich hohen Pumpintensitäten in einem stark Erbium dotiertem Glas bei niedriger (geschlossene Symbole) und hoher (offene Symbole) Anregung.

Differenz der normierten Abklingkurven für hohe und niedrige Anregungsintensität mit den Rechnungen des Ratengleichungsmodells für unterschiedliche C als Anpassungsparameter verglichen.

Die Signaländerung bei Verdopplung der Erbiumdotierung und gleicher Ytterbiumkonzentration ($6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) beträgt einen Faktor von 3,3, was bei Überschreitung des kritischen Radius R_{AA} durch die R^6 Abhängigkeit erwartet werden kann. Die höhere Signaländerung bei stärkerer Ytterbium- und konstanter Erbiumdotierung ($1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) rührt aus dem besseren Energieübertrag und der höheren Absorption her. Dies führt zu einer stärkeren Niveaubesetzung. Die angepassten Größen K und C für Fluorid-Phosphat-Glas sind in Tabelle 2.4 zusammengefasst.

Ein Vergleich mit Werten für verschiedene Phosphatgläser nach [43] mit $K = 0,4\text{-}1,1 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$ und $C = 0,8\text{-}1,1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3/\text{s}$ mit ähnlichen Dotierungen zeigt keine wesentlichen Unterschiede zum Fluorid-Phosphat-Glas. Mit allen nun vorhandenen Parametern, die das Ratengleichungssystem bestimmen, kann eine Abschätzung der möglichen Besetzungsinversionen und der dafür notwendigen Pumpintensitäten erfolgen. In Tabelle 2.5 sind die Besetzungsinversionen im Limit für kontinuierliches Pumpen, für die unterschiedlich dotierten Fluorid-Phosphat-Gläser zusammengefasst.

Negative Werte in Tabelle 2.5 zeigen eine geringere Besetzung des oberen Laserniveaus als des unteren an. Mit heute üblichen Laserdioden als Pumpquellen lassen sich Intensitäten

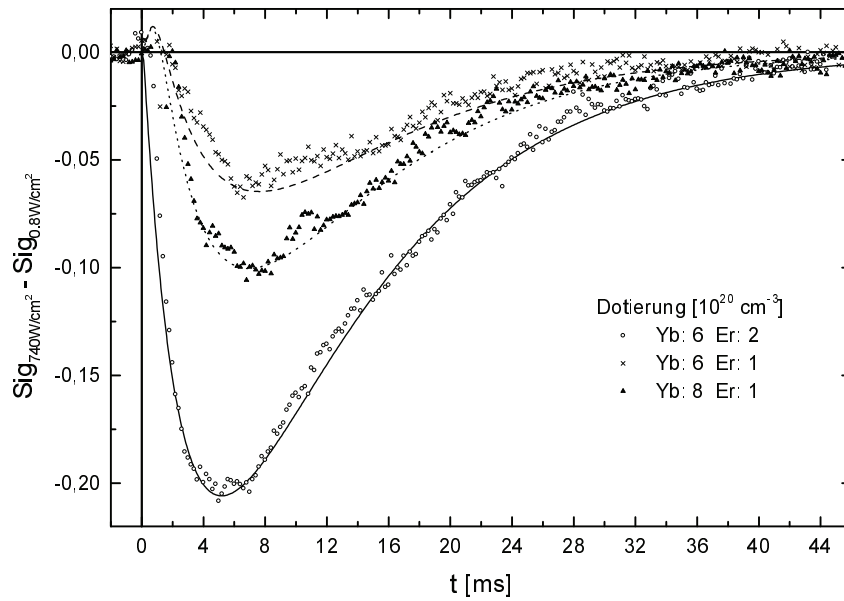


Abbildung 2.13: Differenz der Abklingkurven bei starker und schwacher Anregung bei unterschiedlichen Dotierungskonzentrationen und Kurven des Ratengleichungsmodells.

Tabelle 2.4: Experimentelle Werte für Transferkoeffizient K und Upconversionkoeffizient C für Fluorid-Phosphat-Glas aus Gleichungen 2.14-2.17.

Yb ³⁺ (10 ²⁰ cm ⁻³)	Er ³⁺ (10 ²⁰ cm ⁻³)	K (10 ⁻¹⁶ cm ³ /s)	C (10 ⁻¹⁸ cm ³ /s)
6,0	2,0	0,75	1,7
6,0	1,0	0,77	0,5
8,0	1,0	0,90	0,8
8,0	0,5	1,05	≈ 0,9
8,0	0,3	1,42	≈ 0,4

von einigen kW/cm² erreichen, was bei fast allen untersuchten Dotierungen eine Besetzungsinversion von über 90 % ermöglicht. Bei einer Intensität von 10 kW/cm² werden nur 7 % der Ytterbiumionen ins obere Niveau angeregt. Ein Ausbleichen und damit eine geringere Pumpeffizienz bei hohen Pumpintensitäten tritt bei üblichen Pumpbedingungen nicht auf. Das Er₃ Niveau wird mit 0,3 % der Erbiumdotierung besetzt und im Er₄ befinden sich gar nur 10⁻⁶ %. Im Limit sehr hoher Anregungsintensität (100 kW/cm²) zeigt sich eine maximal erreichbare Besetzungsinversion, die nur wenige Prozent über der im normalen Betrieb erreichten liegt. Dieses Ausbleichen des Grundzustandes beim Erbium und die starke Besetzung eines höheren Niveaus ⁴I_{13/2} verändert das Absorptionsverhalten des Glases stark

und es ist deshalb notwendig die Auswirkung auf die Lasereigenschaften zu untersuchen.

Tabelle 2.5: Besetzungsinversion ΔN (10^{19} cm^{-3}) für Fluorid-Phosphat-Gläser bei unterschiedlicher Dotierungskonzentration und Pumpintensitäten, nach Gleichungen 2.14-2.17 und den Koeffizienten K und C aus Tabelle 2.4.

Yb ³⁺ (10^{19} cm^{-3})	Er ³⁺ (10^{19} cm^{-3})	Pumpintensität (kW/cm ²)					
		0,5	1,0	2,0	4,0	10,0	100
60	20	-14,94	-11,12	-5,19	3,12	13,86	18,18
60	10	-4,64	-0,31	5,15	8,12	9,17	9,59
80	10	-3,23	1,68	6,72	8,73	9,41	9,69
80	5	0,77	3,18	4,25	4,62	4,79	4,88
80	3	1,67	2,23	2,75	2,84	2,92	2,95

2.10 Absorption aus angeregten Zuständen

Die Absorption aus angeregten Zuständen ('Excited State Absorption' ESA) kann die Effizienz des Laserübergangs stark verringern. Dies geschieht im Dreiniveausystem Erbium wenn der Grundzustand stark ausgebleicht und ein langlebiges angeregtes Niveau, hier speziell $^4I_{13/2}$, besetzt wird und die Energieabstände von diesem zu höheren Niveaus mit Wellenlängen der Erbiumfluoreszenz oder der Pumpquellen übereinstimmen.

Die Bestimmung des ESA-Spektrums erfolgte am Institut für Laserphysik der Universität Hamburg an einem Aufbau, der von [48, 49] beschrieben wird. Bei diesem 'Pump-und-Probe'-Verfahren dient ein mit 10 Hz gechopppter Titan:Saphir-Laser (Spectra 3900S) bei 940 nm als Pumpquelle und eine mit 1 kHz gechoppte 250 W Halogenlampe als Testquelle. Die Halogenlampe leuchtet über eine 1:1-Abbildung das Probenvolumen im Glas homogen aus, welches durch 200 μm Blenden vor und hinter dem Glas definiert ist. Von einem Detektor wird die durch das Glas transmittierte Intensität der Halogenlampe in einem Monochromator gemessen. Der Pumpstrahl wird zentriert durch das Probenvolumen geführt und bewirkt auf dem 1 kHz Signal eine Modulation ΔI von 10 Hz. Der experimentelle Messaufbau ist in Abbildung 2.14 skizziert.

Der erste Lock-In-Verstärker filtert das 1 kHz Signal und gibt das mit 10 Hz modulierte verstärkte Signal I an den zweiten Lock-In-Verstärker weiter, der dann nur die Modulation $\Delta I = I_p - I_u$ verstärkt. Im ungepumpten Zustand ist die transmittierte Intensität I_u entsprechend dem Lambert-Beer-Gesetz

$$I_u(\lambda) = I_o \exp(-n_o \sigma_{abs} d) \quad (2.18)$$

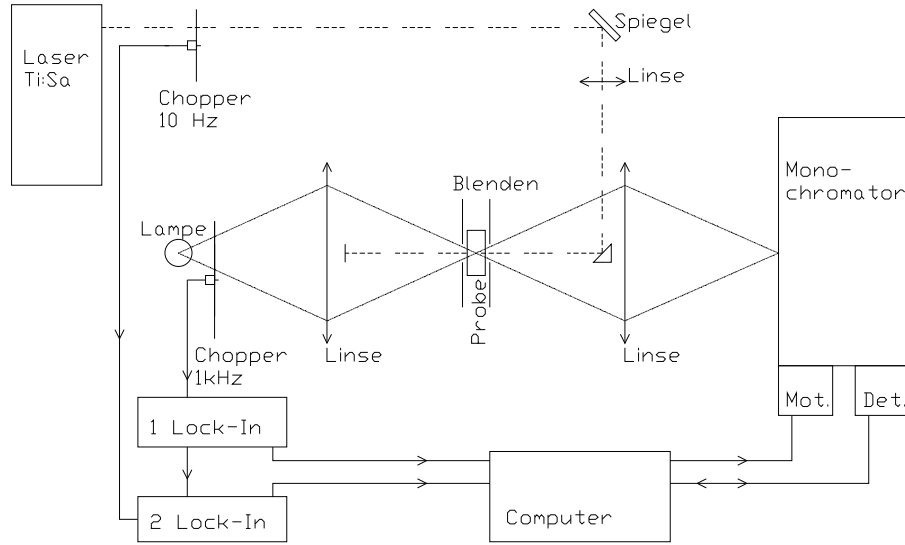


Abbildung 2.14: Aufbau der ESA-Messung mit Pump-und-Probe Technik.

wobei n_o die Besetzungsdichte im Grundzustand ist, welche im ungepumpten Zustand der Dotierung N_{Er} entspricht. Dabei wird angenommen, dass der Grundzustand durch den Teststrahl, dessen Intensität niedrig ist, nicht ausgebleicht wird. Während der Pumpphase wird die Grundzustandsdichte n_o durch die Absorption des Pumpstrahls um die Größe n_e ausgebleicht. Von den angeregten Niveaus mit den Besetzungsdichten n_i geht ESA und stimulierte Emission aus:

$$I_P = I_o \exp \left[-(n_o - n_e) \sigma_{abs} d + \sum_i n_i (\sigma_{em} - \sigma_{esa}) d \right] \quad (2.19)$$

mit $n_e = \sum_i n_i$. Die Signale von beiden Lock-In-Verstärkern werden mit dem Computer aufgenommen und ausgewertet. Bei kleinen Modulationen ΔI ist das Verhältnis der gemessenen Signale ($I_U \approx I_P \approx I$)

$$\frac{\Delta I}{I} \frac{1}{A d} \cong n_e \sigma_{abs} + \sum_i n_i (\sigma_{em} - \sigma_{esa}) \quad (2.20)$$

A ist die Verstärkung des zweiten Lock-In-Verstärkers und wird zusammen mit n_e durch eine Eichungsmessung an einem Übergang mit bekanntem σ_{abs} ohne ESA ermittelt. Hinter dem 0.5 m Monochromator (Spex) befindet sich bei den Messungen im infraroten Bereich bei 900-1600 nm, ein stickstoffgekühlter InSb-Detektor. Die Intensität I des mit 1 kHz modulierten Signals liegt um 100 μV und gewährleistet eine lineare Charakteristik des Detektors, die ausschlaggebend für eine genaue Messung des mit 10 Hz modulierten Signals ΔI ist. Dessen Intensität liegt unter 1 μV , so dass mit der im experimentellen Aufbau zum Einsatz kommenden Doppel-Lock-In-Verstärkeranordnung Transmissionsänderungen im Promillebereich zugänglich sind und die Näherung in Gleichung 2.20 anwendbar ist. Die Spektren von

450-900 nm wurden mit einer Si-Diode im Strommodus gemessen. Während eines gesamten Messzyklusses, der für ein Glas die Messung des sichtbaren und infraroten Spektralbereiches umfasst, muss garantiert sein, dass die Anregungsbedingungen unverändert bleiben.

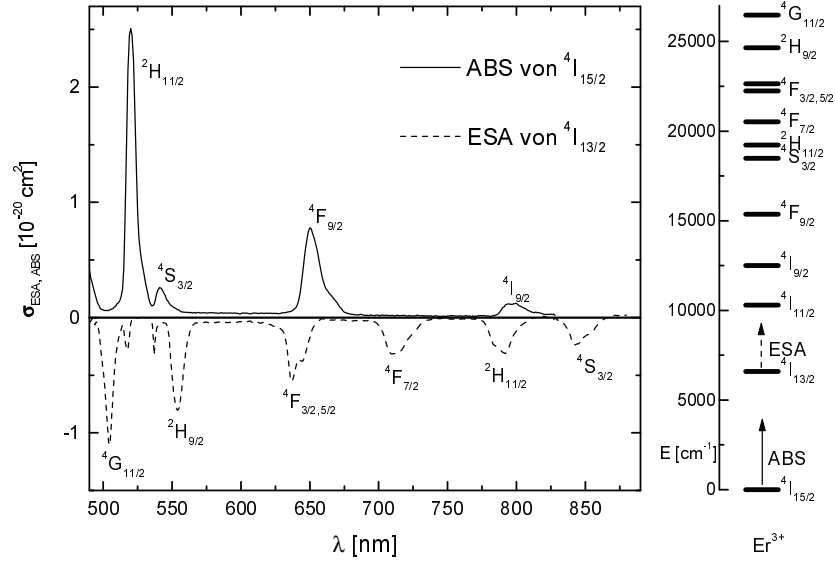


Abbildung 2.15: Grundzustandsabsorption und Absorption aus $^4\text{I}_{13/2}$ in höhere Niveaus im sichtbaren Spektralbereich. Rechts: Skizze des Energieniveauschemas.

Abbildung 2.15 zeigt den ESA-Querschnitt im Sichtbaren zusammen mit dem der Grundzustandsabsorption für Fluorid-Phosphat-Glas. Die ESA wurde aus den gemessenen Spektren nach Formel 2.20 ermittelt. Zur Normierung auf die Grundzustandsabsorption wurde der $^4\text{I}_{13/2}$ Übergang verwendet. Im Sichtbaren ist die Emission durch die Multiphononenrelaxation so gering, dass nur der Absorptionsquerschnitt subtrahiert werden muss. Im Infraroten um $1 \mu\text{m}$ wurden Absorption und Emission von Ytterbium miteinbezogen, da diese den Teststrahl mit beeinflussen. Der ESA Übergang bei $1,67 \mu\text{m}$ wurde mit Hilfe der Absorption und Emission von $^4\text{I}_{13/2}$ bestimmt.

Abbildung 2.16 zeigt das Spektrum der ESA im Bereich der Ytterbiumabsorption und Emission. Der bei 1000 nm gemessene Übergang kann nicht von einem ESA Übergang des Erbiums ausgehen, da zwischen der ESA ins $^4\text{F}_{9/2}$ bei 1130 nm und der ins $^4\text{S}_{3/2}$ bei 840 nm keine Übergänge aus dem $^4\text{I}_{13/2}$ in höhere Niveaus vorhanden sind. Eine mögliche Erklärung ist kooperative Upconversion wie sie in Kapitel 2.6 beschrieben wird.

Die ESA beim Laserübergang zeigt Abbildung 2.17. Wie in den anderen Spektralbereichen unterscheiden sich die Lage und Form der ESA in Fluorid-Phosphat und Phosphatgläsern kaum und werden hier beide wegen ihrer Nähe zum Laserniveau angegeben. Der Einfluss auf den Erbiumlaser durch ESA im Spektralbereich über 1620 nm muss bei einer Berechnung der Verstärkung (Kapitel 3.1) mit in Betracht gezogen werden. Allerdings ist bei dieser

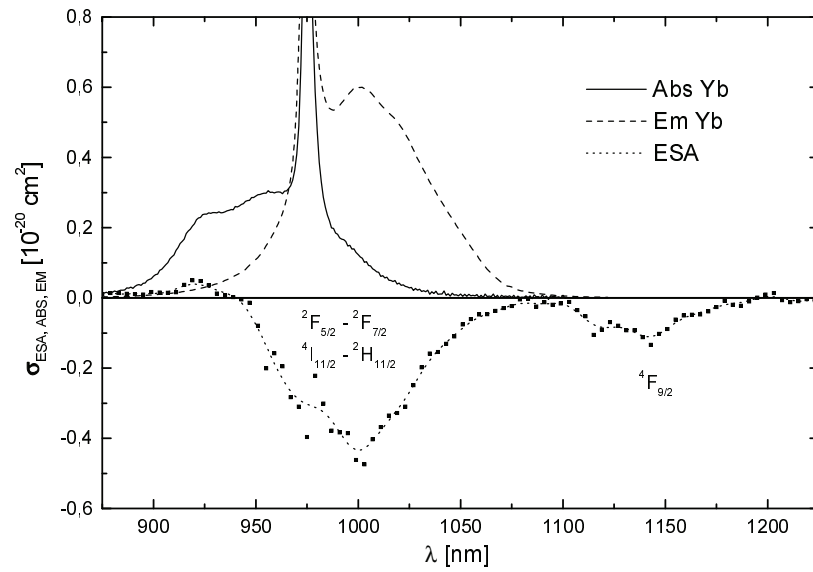


Abbildung 2.16: Absorption aus dem angeregten $4I_{13/2}$ in höhere Niveaus im nahen Infrarot und kooperative Upconversion mit Ytterbium- und Erbiumionen um 1000 nm.

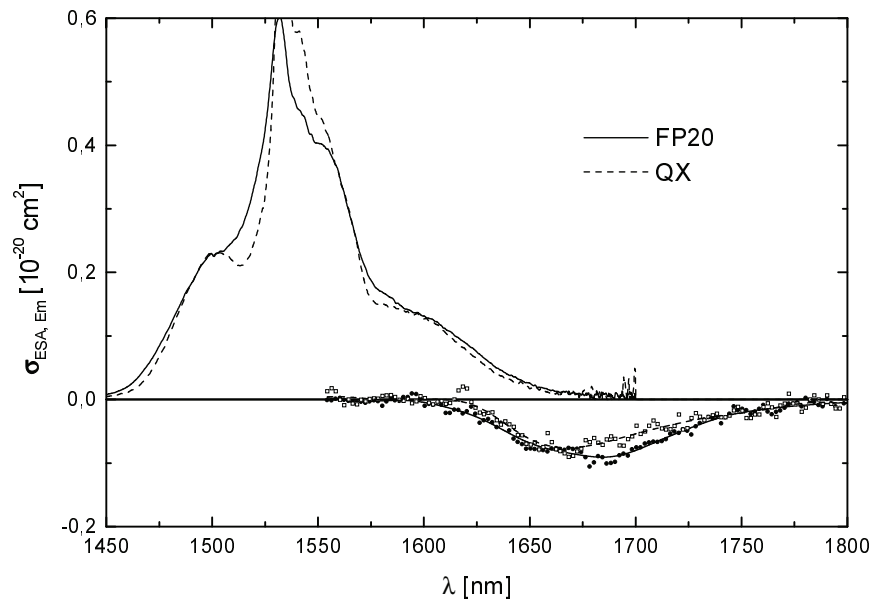


Abbildung 2.17: Emissionsquerschnitt in den Grundzustand und Absorptionsquerschnitt aus dem angeregten $4I_{13/2}$ Niveau ins $4I_{9/2}$ Niveau im infraroten Spektralbereich. Untere Kurven ESA von Phosphat (offene Symbole) und Fluorid-Phosphat (geschlossene Symbole)

Wellenlänge der Emissionsquerschnitt schon so gering, dass kaum mit Laseremission gerechnet werden kann. So zeigten Durchstimmversuche des Lasers (Kapitel 4.3) eine maximale Verstimmung ins Infrarote bis 1606 nm, was noch einige nm vor dem Einsetzen der ESA

liegt.

Dieses Kapitel hat sich mit der Klärung der wichtigsten spektroskopischen Eigenschaften der verschiedenen Lasergläser befasst. Der Einfluss unterschiedlicher Dotierungskonzentrationen auf Energiemigration und Upconversion wurde gezeigt. Es empfiehlt sich eine geringe Erbium- und eine hohe Ytterbiumkonzentration, um mit geringen Pumpintensitäten Besetzungsinversion zu erreichen und um gleichfalls Upconversion zu vermeiden. Andererseits ist auch eine hohe Erbiumkonzentration für eine große Transfereffizienz η_t der Migration von Ytterbium zu Erbium notwendig. Diese Überlegungen zeigen, dass ein Kompromiss gefunden werden muss, um zwischen den verschiedenen Größen ein Optimum für einen späteren Laserbetrieb zu finden. Auf die theoretischen Bedingungen dazu wird im nächsten Kapitel näher eingegangen.

Kapitel 3

Modellrechnung der Lasereigenschaften

Wurden im vorherigen Kapitel die Eigenschaften des aktiven Lasermaterials untersucht, so ist es für die Effizienz des Lasers wichtig alle Einflussfaktoren zu betrachten. Eine Grundvoraussetzung für den Laserbetrieb des Erbiums ist eine effektive Rückkopplung der Fluoreszenz in einem Resonator, die nach dem Erreichen der Verlustschwelle den Laserbetrieb erst ermöglicht. Unter Beachtung der verschiedenen Verlustquellen und der zur Verfügung stehenden Verstärkung des aktiven Mediums muss ein optimaler Auskoppelgrad bestimmt werden. In dieser Rechnung gehen die verschiedensten Effizienzen in die Gesamteffizienz des Lasers ein und müssen je nach Anforderung der Anwendung, und unter Berücksichtigung der Möglichkeiten diese Effizienzen zu verändern, gegeneinander optimiert werden. Ein wichtiger Einflussfaktor ist die thermische Belastung der Lasergläser durch nichtstrahlende Übergänge, bei denen die Energiedifferenz des Übergangs in Wärme umgesetzt wird und von der speziellen Geometrie des Aufbaus abhängige störende Effekte auf den Laser ausgehen können.

3.1 Verstärkungsprofil

Bei Anwendungen in der Telekommunikation und für die Erzeugung von kurzen Pulsen werden andere Anforderungen gestellt als in der Telemetrie. Das Verstärkungsverhalten bei unterschiedlichen Wellenlängen ist hier von Interesse. So wird bei der breitbandigen Datenübertragung (WDM) [24] ein ebenes Verstärkungsprofil gefordert, um verschiedene Kanäle wieder auf ein gleiches Niveau zu regenerieren. In den heute vorherrschenden SiO_2 Faserverstärkern (EDFA) [50] wird dies mit einer Al/P Kodotierung [51, 52] und spektralen Filtern erreicht und führt zu einer Bandbreite von 1530-1562 nm (C-Band). Dies reicht aber für die künftigen Anforderungen nicht mehr aus und es wird aktuell an Fluoridglasfasern [53, 54] oder solchen auf der Basis von Tellurit [55] geforscht, um auch den Bereich von 1570-1605 nm (L-Band) zu nutzen. Fasern auf der Basis von Fluorophosphaten [56, 57] zeichnen sich als Verstärker durch ihre um 60 % höhere Effizienz [58] gegenüber herkömmlichen

SiO₂ Fasern aus. Ihr geringer nichtlinearer Brechungsindex n_2 [59] verringert die Effekte unerwünschter Nichtlinearitäten.

Durch das Dreiniveausystem, in dem der 1,55 μm Übergang im Erbium arbeitet, wird die nutzbare Fluoreszenzbandbreite durch Reabsorption verkleinert. Durch das optische Pumpen des Lasers wird ein Teil des Grundzustandes entleert und das obere Laserniveau bevölkert (Kapitel 2.8). Es ergibt sich abhängig von der Besetzungsdichte der Niveaus ein effektives Verstärkungsprofil [60] mit dem der mögliche Durchstimmbereich bestimmt werden kann.

$$\sigma_g(\beta, \lambda) = \beta\sigma_{em}^*(\lambda) - (1 - \beta)\sigma_{abs}^*(\lambda) \quad (3.1)$$

σ_{em}^* und σ_{abs}^* sind die Emissions- und Absorptionsquerschnitte, die auf das Maximum der Fluoreszenz $\sigma_{em,max}$ normiert worden sind. $\beta = N_{Er,2}/N_{Er}$ ist die Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus und $(1 - \beta) = N_{Er,1}/N_{Er}$ normiert auf die Erbiumkonzentration $N_{Er} \approx N_{Er,1} + N_{Er,2}$. Die Besetzung der anderen Niveaus ist hier vernachlässigbar. Durch einfache Umformung ergibt sich für die Besetzungsinversion $(N_{Er,2} - N_{Er,1})/N_{Er} = 2\beta - 1$ mit $\Delta N = 0$ für $\beta = 0,5$. Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen die effektive Verstärkung für Fluorid-Phosphat und Phosphatglas für verschiedene Besetzungsdichten β . Für die Rechnung wurden die gemessenen Absorptionsquerschnitte und die mit der Füchtbauer-Ladenburg Methode ermittelten Emissionsquerschnitte verwendet. Da die ESA (Kapitel 2.10) erst für größere Wellenlängen oberhalb 1620 nm einsetzt, wurde sie bei der Berechnung der Kurven nicht berücksichtigt.

Beim Fluorid-Phosphat-Glas zeigt sich ein ebenes Verstärkungsprofil, das vom Maximum der Fluoreszenz bei 1530 nm bis 1560 nm reicht, danach abfällt und von 1580 nm in einem weiteren ebenen Bereich bis 1620 nm läuft. Dieses Profil ändert sich nur wenig bei einer Besetzung von $N_{Er,2}$ von $\beta \approx 0,6$. Auffällig ist auch der positive Verstärkungsfaktor für eine Besetzungsdichte des oberen Niveaus von $\beta > 0,4$ für Wellenlängen über 1560 nm für das nach Vergleich des oberen und unteren Niveaus noch keine Besetzungsinversion bzw. Verstärkung vorliegen sollte. Der Laser arbeitet hier, vorausgesetzt die Verluste wären klein genug, als ein Quasidreiniveaulaser, der bei [4,61,62] beschrieben wird, und dessen unteres Laserniveau nicht mit dem Grundzustand zusammenfällt aber noch zu einem gewissen Prozentsatz nach Boltzmann thermisch besetzt ist. Der Grundzustand des Erbiumlasers liegt nach [44] bei 25-30 cm^{-1} und ist bei Raumtemperatur schon so stark besetzt, dass sich für Temperaturänderungen bis 100 °C keine signifikanten Änderungen ergeben.

Beim Phosphatglas verläuft die Verstärkung mit einem anderen Profil, was sich aus den geringen Unterschieden von Absorptions und Emissionsquerschnitt zum Fluorid-Phosphat-Glas nicht auf den ersten Blick andeutet. Das Verstärkungsprofil zeigt nur für eine sehr geringe Besetzung von $\beta \approx 0,42$ eine ebene Kurve und es bildet sich mit steigender Inversion ein Maximum um 1530 nm aus. Die Unterschiede im Verstärkungsprofil der beiden

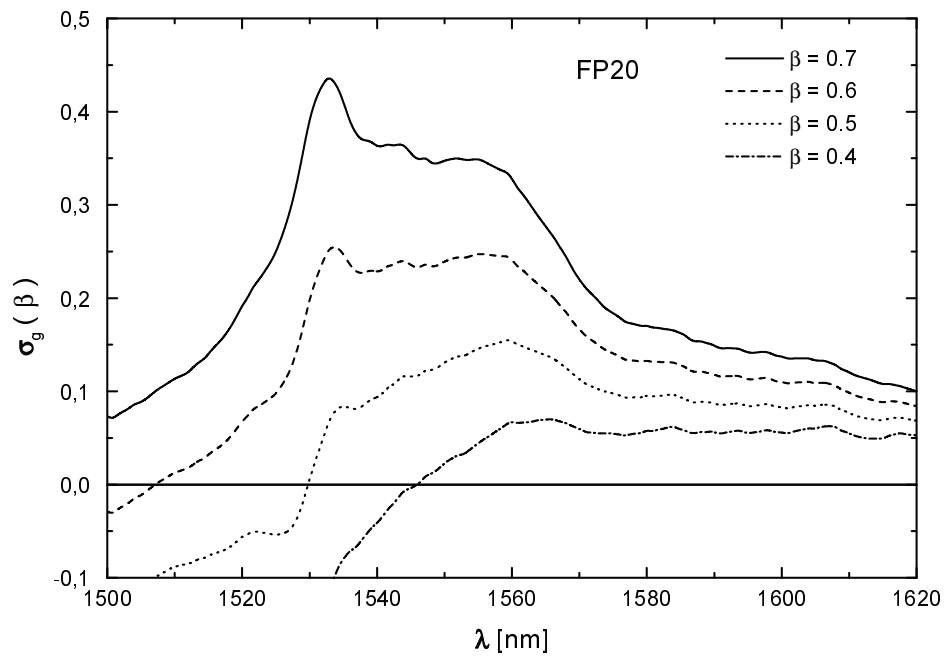


Abbildung 3.1: Verstärkungsprofil für verschiedene auf die Erbiumdotierung und das Maximum der Fluoreszenz normierte Besetzungsdichten des oberen Laserniveaus in Fluorid-Phosphat-Glas.

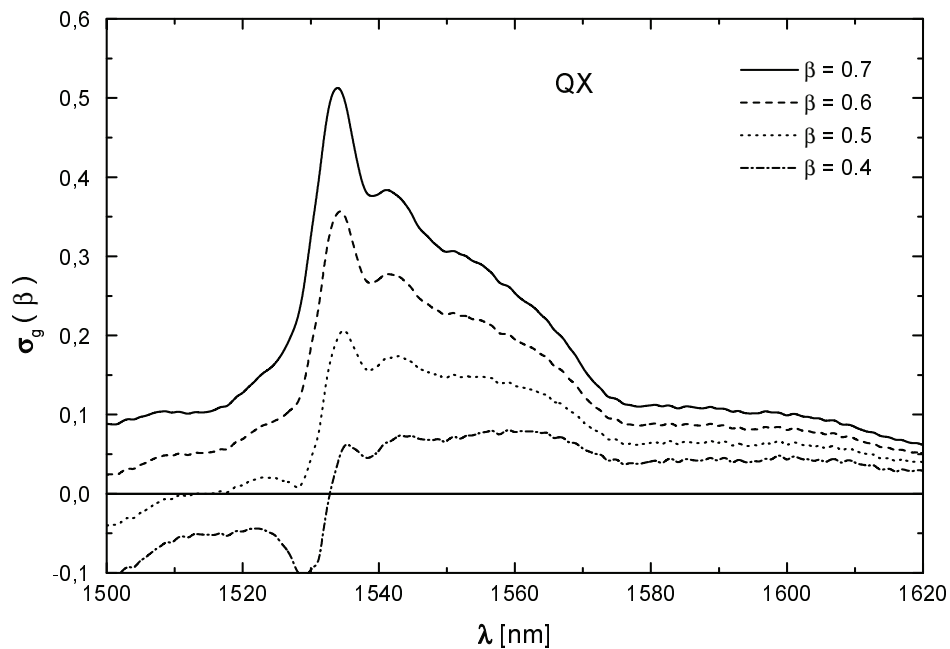


Abbildung 3.2: Verstärkungsprofil für verschiedene auf die Erbiumdotierung und das Maximum der Fluoreszenz normierte Besetzungsdichten des oberen Laserniveaus in Phosphatglas.

Gläser zeigen sich besonders deutlich in Kapitel 4.3 bei der Durchstimmbareit der Laserwellenlänge.

Für die erwartete Laserwellenlänge λ_o im frei laufenden Betrieb ist die spektrale Position der Verstärkung maßgeblich, an der diese zuerst größer wird als die Verluste Γ für einen Resonatorumlauf. Es kann eine maximale Verstärkung G_M für den Doppeldurchgang durch das Verstärkungsmedium von $G_M = 2\sigma_{em,max}N_{Er}d$ erwartet werden [60]. Mit einer Erbium-dotierung von $N_{Er} = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ einem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{em,max} = 6,2 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ und einer typischen Dicke des Glases von $d = 1,8 \text{ mm}$ ist $G_M = 11,1 \%$. Bei Neodym dotiertem Glas wäre die Verstärkung allein aufgrund des höheren Emissionsquerschnittes [3] um einen Faktor 6-8 höher. Dies zeigt, dass es sich bei Erbium dotierten Glas um ein niedrig verstärkendes Medium handelt. An der Laserschwelle ist nach [60]

$$\beta_m \sigma_{em}^*(\lambda_o) - (1 - \beta_m) \sigma_{abs}^*(\lambda_o) = \Gamma / G_M \quad (3.2)$$

mit der Besetzungsdichte β_m an der Schwelle für die Laserwellenlänge λ_o . Mit einem Auskoppelgrad von 1 % und internen Resonatorverlusten von $L \approx 0,2 \%$ ist $\Gamma / G_M = 0,11$. Die dazu benötigte Besetzungsdichte beträgt ca. 46 %. Dies führt zu einer erwarteten Laserwellenlänge um 1560 nm. Die dazugehörige Verstärkung an der Schwelle beträgt $G = 1,2 \%$ nach $G(\beta_m) = G_M[\beta_m \sigma_{em}^* - (1 - \beta_m) \sigma_{abs}^*]$. Beim Phosphatglas QX liegt G_M bedingt durch die niedrigere Dotierung bei 4 % und benötigt so eine höhere Besetzungsdichte $\beta_m = 0,57$ um ein $\Gamma / G_M = 0,3$ zu erreichen. Die Laserwellenlänge für den freilaufenden Betrieb liegt danach bei 1530 nm. Dies ist auch bei höherer Verstärkung G_M der Fall, da sich das dortige Maximum schon bei einer Besetzungsdichte des oberen Niveaus von $\approx 45 \%$ ausbildet. Im Experiment (Kapitel 4.3) bestätigte sich die erwartete Lage der Laseremission im freilaufendem Betrieb, so emittiert QX bei 1534 nm und FP20 bei 1560-1565 nm.

3.2 Ratengleichungen des Erbium-Ytterbium-Lasers

Das zeitliche Verhalten der Emission eines Lasers folgt einem nichtlinearen gekoppelten Gleichungssystem. Ziel dieses Abschnitts ist die Beschreibung des Erbiumlasers mit seiner Ausgangsleistung und seinem zeitlichen Verhalten durch ein Ratengleichungssystem. Die Laseremission des Erbium-Ytterbium-Lasers wird durch ein System von Ratengleichungen ähnlich dem in Kapitel 2.8 beschrieben. Dort wird die Besetzung der Niveaus abhängig von einer äußeren Anregung simuliert. Bei dieser Rechnung wird die Wechselwirkung mit einem äußeren Feld, wie es in einem Laserresonator herrscht, nicht betrachtet. Wenn in einem Resonator Photonen umlaufen, treten diese mit dem aktiven Medium in Wechselwirkung und entleeren durch stimulierte Emission das obere Laserniveau. Die Gleichungen 3.3-3.6

enthalten nach [63] und [64] alle relevanten Prozesse, die die Laseremission bestimmen

$$\frac{dN_{Yb,2}}{dt} = \sigma_{abs,Yb}N_{Yb,1}F - KN_{Yb,2}N_{Er,1} - \frac{N_{Yb,2}}{\tau_{Yb}} \quad (3.3)$$

$$\frac{dN_{Er,3}}{dt} = KN_{Yb,2}N_{Er,1} - N_{Er,3}A_{eff,3} \quad (3.4)$$

$$\frac{dN_{Er,2}}{dt} = N_{Er,3}A_{eff,3} - \frac{N_{Er,2}}{\tau_{Er,2}} - \sigma_{em}c\frac{\rho}{h\nu_l}(N_{Er,2} - N_{Er,1}) \quad (3.5)$$

$$\frac{dq}{dt} = \sigma_{em}c \int_{V_a} \frac{\rho}{h\nu_l}(N_{Er,2} - N_{Er,1})dV - \frac{q}{\tau_c} \quad (3.6)$$

Die Notation der einzelnen Niveaus folgt der in Kapitel 2.8 verwendeten. Dazu gehören A_{eff} die effektiven Übergangsraten, die im Wesentlichen den Multiphononenraten entsprechen, da strahlende Raten vernachlässigbar klein sind. Die Energiedichte ρ im Lasermedium mit $\rho = n/l_g\pi\omega_l^2$ einer homogenen Verteilung im Falle einer Anregung mit einer stufenförmigen (TopHat) Pumpquelle, $I(r) \propto \Theta(w_p^2 - r^2)$ mit Θ der Heaviside Stufenfunktion, wie sie in der Regel Laserdioden zeigen gegeben oder mit $\rho = 2 \exp(-2r^2/\omega_l^2)n/l_g\pi\omega_l^2$ einer Pumpquelle mit einem Gaußprofil. n ist die Brechzahl des aktiven Mediums, l_g seine Länge und ω_l der Radius des Laserstrahls. $\int_{V_a} dV$ ist das Integral über das aktive Medium, welches vom Feld des gaußförmigen Lasermoden ausgefüllt wird. Für Verluste von wenigen Prozent ist $\tau_c = 2l/(T+L)c$ die Lebensdauer eines Photons im Resonator, mit l der Länge des Resonators, T der Transmission des Auskoppelspiegels und L den Verlusten pro Umlauf. Für σ_{em} muss der Emissionwirkungsquerschnitt an der jeweiligen Laserwellenlänge eingesetzt werden, beim FP20 $3,5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$, da die Laseremission nicht am Maximum der Fluoreszenz erwartet wird.

Die Lösung des Gleichungssystems erfolgte mit einem in **C** entwickelten Programm mit Schrittweiten der Integration, die kleiner als die Resonatorumlaufzeit $\tau_r = 2l/c$ sind. Die Berechnung simuliert die ersten 10 ms nach Einsetzen einer konstanten Pumprate F ; in diesem Zeitraum ist in der Regel der Gleichgewichtszustand des Lasers erreicht.

3.3 Dynamik der Laseremission

Die zeitliche Entwicklung der Laseremission ist abhängig von der Pumprate F , mit der die Ytterbiumionen angeregt werden, und der Effizienz des Energieübergangs zum Erbium. Diese Faktoren beeinflussen die Geschwindigkeit, mit der eine Besetzungsinversion aufgebaut werden kann. Danach bestimmen die Parameter des Resonators die Photonendichte, die diese Besetzungsinversion abbaut. Abbildung 3.3 zeigt die zeitliche Entwicklung dieser wesentlichen Größen der Gleichungen 3.3-3.6. Die Pumpquelle arbeitet ab dem Zeitpunkt $t = 0$ und regt Ytterbiumionen an, deren Besetzungsdichte im oberen Niveau schnell zunimmt. Durch Energieübertrag nimmt die Erbiumkonzentration im oberen Laserniveau mit einer

zeitlichen Verzögerung zu und schon nach wenigen μs befindet sich ein größerer Anteil der Erbiumionen im oberen Niveau als beim Ytterbium. Die Zahl der im Resonator umlaufenden Photonen ist noch sehr gering da die Verluste noch zu hoch sind und keine Verstärkung zulassen. Nach ca. $750 \mu\text{s}$ erreicht die Besetzungsdichte des Laserniveaus die Grenze zu einer positiven Besetzungsinversion $\Delta N > 0$ und die induzierte Emission nimmt stark zu und die Laseremission setzt ein. Durch den schnellen Anstieg der Photonendichte im Resonator wird die Besetzungsinversion über den Schwellwert N_{th} abgebaut und die Laseremission geht zurück.

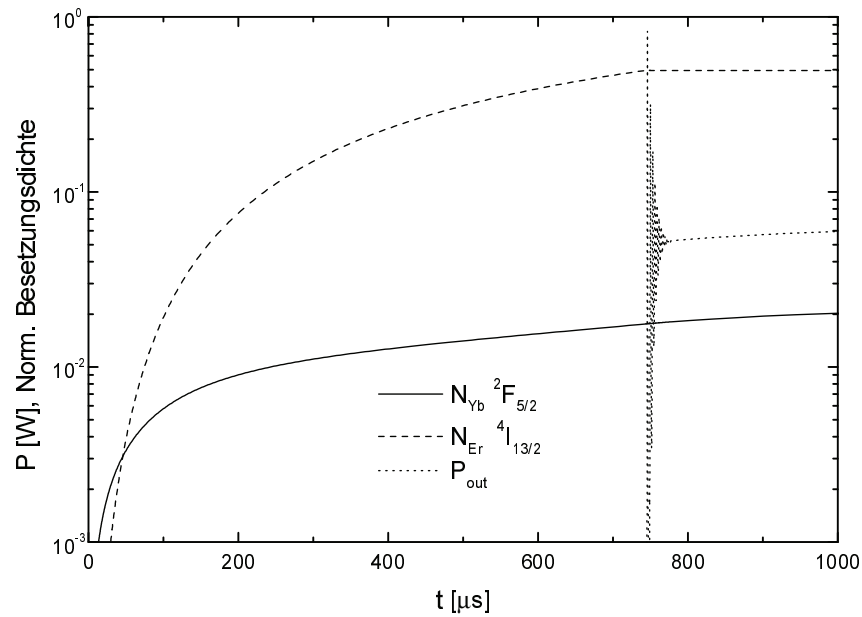


Abbildung 3.3: Normierte Besetzungsdichten für Ytterbium und Erbium mit Anschwingen der Laseremission.

Die Besetzungsinversion nimmt schnell wieder zu, in Abbildung 3.3 ist auf der logarithmisierten Skala keine Änderung von N_{Er} zu erkennen und der Anschwingvorgang beginnt erneut. Diese Relaxationsschwingungen treten für $100 \mu\text{s}$ auf, danach haben sich Besetzungsinversion und Photonendichte auf einen Gleichgewichtswert eingependelt. Die durchschnittliche Dauer solcher Pulsspitzen beträgt $0,3\text{--}1,0 \mu\text{s}$ mit einer Frequenz von ca. 250 kHz . In Abbildung 3.4 wird die Wechselwirkung zwischen der Ausgangsleistung, die proportional zur im Resonator enthaltenen Photonendichte ist, und der Besetzungsinversion für den Einschwingvorgang des Laser gezeigt.

Die Besetzungsinversion steigt auf das Doppelte der Inversion bei der Laserschwelle an und nimmt mit den ersten Laserspitzen wieder bis auf die Hälfte des Schwellwertes ab. Die Ausgangsleistung erreicht dabei das Zwölfwache der kontinuierlichen Leistung. Die Änderung der Besetzungsdichte im oberen Niveau beträgt nur $0,6 \%$ bei der ersten Pulsspitze, dagegen

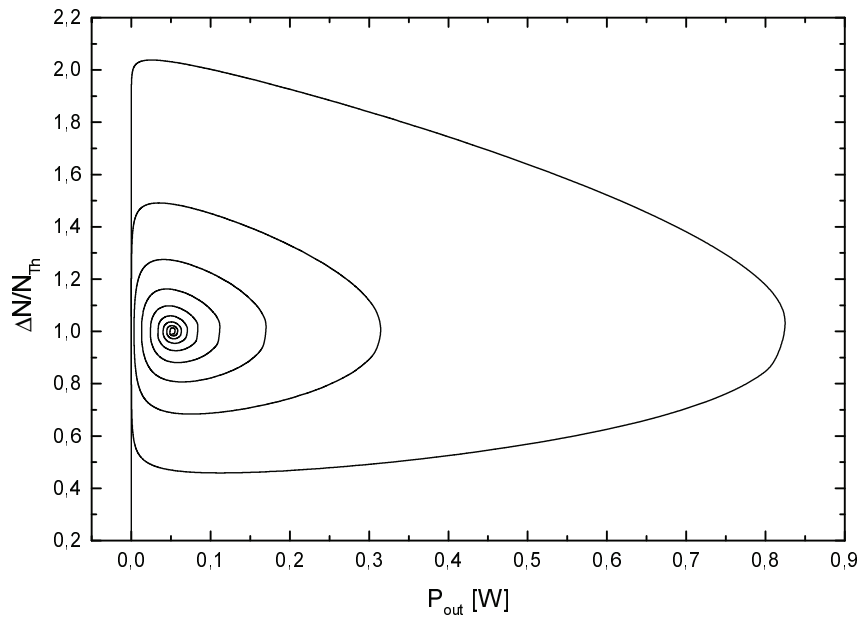


Abbildung 3.4: Einschwingvorgang des Laser mit Änderung der Besetzungsinversion, normiert auf den Schwellwert N_{th} , und der Ausgangsleistung.

ändert sich die Photonendichte um vier Größenordnungen bis die Emission wieder einsetzt. Diese Betrachtungen zeigen, dass es sich um ein hochgradig nichtlineares System handelt, in dem eine kleine Störung der Photonendichte im Resonator z.B. durch Turbulenzen der Luft, Staubteilchen oder mechanische Erschütterungen Relaxationsschwingungen des Lasers mit starken Schwankungen der Ausgangsleistung anregen kann.

Die Rate $CN_{Er,2}^2$ für Upconversion fehlt in den bekannten Modellen [63,64], da ihr Effekt auf den Laser dort als vernachlässigbar angenommen wird. Eine vergleichende Rechnung mit dieser Rate zeigte dagegen den Einfluss der Upconversion für hohe Erbiumdotierungen. Tabelle 3.1 zeigt die ermittelten Laserschwellen und Effizienzen nach der absorbierten Leistung und die deutlich höheren Laserschwellen für hohe Erbiumdotierungen unter Einbeziehung der Upconversion.

Die Effizienz nimmt generell mit geringerer Erbiumdotierung ab. Ebenso sinkt die Schwelle für den Laser. So kann für niedrige Pumpleistungen mit geringer Dotierung eine höhere Ausgangsleistung erzielt werden, als mit hoher Erbiumdotierung, die sich besser für hohe Pumpleistungen eignet, gegen die die Laserschwelle klein ist. Hier sind die Auswirkungen thermischer Effekte zu beachten, die in Kapitel 3.5 behandelt werden. Beim Phosphatglas mit seiner geringen Erbiumdotierung wurde kein Einfluss der Upconversion für die Koeffizienten K und C nach [43] festgestellt. Die Schwelle und Effizienz für QX liegen bei $P_{th} = 33$ mW und $\eta = 14,4$ %.

Tabelle 3.1: Effizienz η und Laserschwelle P_{th} nach Gleichungen 3.3-3.6 in unterschiedlich dotiertem FP20 Glas bei Anregung mit 1 W im kontinuierlichen Betrieb und unter Verwendung der Transferkoeffizienten aus Tabelle 2.4, η_C , $P_{th,C}$ zeigen den Einfluss der Upconversion auf die Laserschwelle.

Yb ³⁺ (10 ²⁰ cm ⁻³)	Er ³⁺	η (%)	P_{th} (mW)	η_C (%)	$P_{th,C}$ (mW)
6,0	2,0	16,7	266,6	16,6	710,4
6,0	1,0	15,4	141,1	15,3	616,8
8,0	1,0	15,9	141,4	15,9	196,3
8,0	0,5	14,4	74,5	14,4	91,5
8,0	0,3	13,8	46,7	13,7	46,8

3.4 Schwelle und Effizienz des Dreiniveaulasers

Die Berechnung der Effizienz und der Laserschwelle aus den Ratengleichungen liefert eine Zeitabhängigkeit der verschiedenen Größen dN/dT , die allerdings nur für den Einschwingvorgang ungleich Null sind und damit eine Simulation der Dynamik sinnvoll machen. Weiter ist noch die Rechenzeit in Betracht zu ziehen, die für einen einzelnen Parametersatz benötigt wird. Um die numerischen Ergebnisse besser interpretieren zu können und einfache Beziehungen für die Optimierung des Lasers zu finden, ist es möglich eine genäherte analytische Lösung abzuleiten. In [64] wurde eine solche Näherung unter Vernachlässigung der Raten, die nur wenig zum Energiefluss im Erbiumlaser beitragen, durchgeführt. Effekte wie die Upconversion werden danach allerdings nicht mehr korrekt wiedergegeben. Es ergibt sich für die Schwelle:

$$\begin{aligned}
 P_{th} &= \frac{h\nu_p N_{Er}}{\sigma_{abs,Yb} N_{Yb} \tau_{Er,2}} \pi \omega_p^2 \frac{1 - \exp(\Omega)}{\exp(\Omega - \sigma_{abs,Yb} N_{Yb} l) - 1} \\
 \Omega &= \frac{\sigma_{abs,Yb} N_{Yb} (L / \sigma_{em,Er} + N_{Er} l)}{2 N_{Er} (1 - \exp(-2(\omega_p / \omega_l)^2))}
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Diese Gleichung unterscheidet sich von der von [61, 62] gefundene für Ytterbium dotierte Materialien im wesentlichen um den letzten Faktor mit den Exponentialfunktionen, der für Ytterbiumlaser linear die Verluste durch Reabsorption und Spiegeltransmission enthält. Beim Erbiumlaser liegt eine exponentielle Abhängigkeit von einem Faktor Ω vor, in den außer den Verlusten L und der Ytterbiumabsorption noch das Verhältnis ω_p / ω_l von Pump- zu Lasermode eingeht. Da P_{th} eine positive Größe ist, muss nach Analyse des Nenners im letzten Faktor $\Omega < \sigma_{abs,Yb} N_{Yb} l$ gelten. Daraus folgt eine minimale Länge für das Verstärkungsmedium von $l \geq l_{min} = L / (\sigma_{em,Er} N_{Er} [1 - 2 \exp(-2(\omega_p / \omega_l)^2)])$, mit einer minimalen Länge, die beim Verschwinden der Klammer im Nenner unendlich wird, was auf eine Be-

dingung für eine endliche Länge des Verstärkungsmediums führt von $\omega_p/\omega_l \geq (1/2 \ln 2)^{1/2}$. Dies rührt aus der Kodotierung mit den zwei verschiedenen Ionen und dem damit verbundenen Energietransfer von Ytterbium zu Erbium her, bei dem die Kleinsignalverstärkung erst größer werden muss als die Verluste. Hier fallen die Reabsorptionsverluste besonders ins Gewicht, da eine fehlende Besetzungsinversion in Randbereichen des Lasermodes wie eine Blende wirkt und im Extremfall eine Lasertätigkeit verhindert. Die differentielle Effizienz des Lasers η setzt sich aus verschiedenen Einzeleffizienzen zusammen [4, 64] und entspricht der optisch zu optischen Effizienz ohne Berücksichtigung des elektrisch zu optischen Wirkungsgrades η_{eo} der Laserdiode.

$$\eta = \frac{dP_{out}}{dP_{in}} = \eta_{to}\eta_a\eta_{qs}\eta_c\eta_o \quad (3.8)$$

Die einzelnen Effizienzen zeigen deutlich die Auswirkungen der unterschiedlichen Einflüsse auf den Laser, was bei den Ratengleichungen nicht eindeutig hervortritt. Die Transfereffizienz η_{to} beschreibt die Verluste von der Laserdiode bis zum Lasermedium. Dazu gehören Reflexionen an der Abbildungsoptik und den Laserspiegeln, da in der Regel eine longitudinale Pumpgeometrie gewählt wird (Abbildung 4.4). Die Effizienz des Pumptransfers liegt bei entspiegelten Linsen und Spiegeln, die für die entsprechende Pumpwellenlänge eine hohe Transmission ausweisen, bei 96-99 %. Die Absorptionseffizienz η_a zeigt als erste die speziellen Eigenschaften des aktiven Mediums

$$\eta_a = 1 - \exp(-\alpha l) \quad (3.9)$$

mit $\alpha = \sigma_{abs,Yb}N_{Yb}$ aus Absorptionsquerschnitt und Dotierungskonzentration des Ytterbiums. Nach Kapitel 2.8 wird der Grundzustand des Ytterbiums bei den üblichen Pumpintensitäten praktisch nicht ausgebleicht, so dass sich diese Effizienz bei höheren Intensitäten nicht verändert. Eine wesentliche Eigenschaft des aktiven Ions zeigt die Quanteneffizienz η_{qs} , die den Anteil der absorbierten Pumpenergie angibt, die ins obere Laserniveau gelangt

$$\eta_{qs} = \eta_q\eta_s = \eta_q \cdot \frac{h\nu_l}{h\nu_p} \quad (3.10)$$

η_q ist näherungsweise $\approx \eta_t\eta_{uc}$ mit η_t der Effizienz des Energietransfers vom Ytterbium zum Erbium, in Kapitel 2.6 zu 78-96 % bestimmt, und η_{uc} der Upconversioneffizienz, die die Verluste durch Upconversion in höhere Niveaus beschreibt und die bei niedrig Erbiumdotierten Glas bei ≈ 99 % liegt. Weiter wird zur Quanteneffizienz die Stokes- oder Farbeffizienz η_s mit dem Verhältnis von Laserfrequenz zu Pumpfrequenz gezählt. Sie beträgt 60-63 % abhängig von der Pumpwellenlänge, die zwischen 940 und 980 nm liegt. Dies bedeutet, dass 37-40 % der absorbierten Leistung in Wärme umgesetzt wird, was in Kapitel 3.5 noch von Bedeutung sein wird. Den Einfluss vom Auskoppelgrad der Spiegel und den internen Resonatorverlusten gibt die Auskoppel-effizienz η_c an

$$\eta_c = \frac{T}{T + L} \quad (3.11)$$

Für Verluste L , die viel kleiner sind als die Spiegeltransmission wird $\eta_c \approx 1$. Bei einem nur gering verstärkenden Medium wie Erbium (Kapitel 3.1) kann der Auskoppelgrad nur gering sein, typisch sind 1 % [15], und η_c liegt für Resonatorverluste von $L \approx 0,2$ % bei 83 %, was in komplexeren Resonatoren wie beim Modenkoppeln üblich [3] mit ihren höheren Verlusten noch weiter abnimmt. Wie schon bei der Laserschwelle P_{th} spielt auch für die Effizienz der Überlapp η_o von Pumpstrahl $g(r)$ und Laserstrahl $I_L(r)$ eine wesentliche Rolle

$$\eta_o = \frac{\int_{V_A} g(r) I_L(r) 2\pi r dV}{\int_{V_A} I_L(r)^2 2\pi r dV} \quad (3.12)$$

mit $\int_{V_A} g(r) 2\pi r dV = \int_{V_A} I_L(r) 2\pi r dV = 1$ und $\int_{V_A} dV$ dem Integral über das Lasermaterial. Es gibt verschiedene Näherungen für eine analytische Lösung von η_o . In [3] ist $\eta_o = 2\omega_l^2/(\omega_l^2 + \omega_p^2)$ für zwei Gausstrahlen ohne Divergenz über die Pumpachse bzw. in z -Richtung des Integrals. Für das Pumpen mit einem beugungsbegrenzten Laser auf typische Glaslängen von wenigen mm ist diese Näherung gerechtfertigt. Mit geringerer Strahlqualität der Laserdioden (Kapitel 4.1) ist der Pumpradius $\omega_p^* \approx \omega_p + \vartheta(z - z_o)$ von z und der Position des Fokus bei z_o abhängig und es folgt $\eta_o^* = 2\omega_l^2/(\omega_l^2 + [(1 + \vartheta)\omega_p]^2)$. Für $\vartheta = 1$ verdoppelt sich ω_p über die Länge des aktiven Volumens falls der Fokus auf einer Glasendfläche liegt. Ein Strahlprofil mit stufenförmigen Querschnitt (Kapitel 4.1) wie es bei Laserdioden vorliegt, wird durch Näherung der Integration bis zum Pumpradius $r \rightarrow \sqrt{2}\omega_p$ und nicht wie beim Gaußprofil mit $r \rightarrow \infty$ berücksichtigt. Danach folgt Multiplikation von η_o^* mit $(1 - \exp[-2/(\vartheta + 1)^2 - 2(\omega_p/\omega_l)^2])$. Mit zwei Gausstrahlen gleichen Durchmessers $\omega_p = \omega_l$ und einer über die Pumplänge verschwindenden Divergenz ist $\eta_o = 1$, bei $\vartheta = 1$ verringert sich diese auf $\eta_o^* \approx 61$ % und beim stufenförmigen Pumpprofil mit gleicher Divergenz ist $\eta_o^* \approx 58$ %. Vordringlich ist also die Wahl von Pumpquellen mit guter Strahlqualität für eine große Überlappungseffizienz η_o verantwortlich. Die Ausgangsleistung P_{out} errechnet sich danach zu

$$P_{out} = \eta(P_{in} - P_{th}) \quad (3.13)$$

P_{out} zeigt eine komplexe Abhängigkeit von η und P_{th} , die nicht unabhängig voneinander optimierbar sind. So wird bei kleinerem Pumpradius ω_p die Laserschwelle kleiner $P_{th} \approx \omega_p^2$ aber die Überlapp-effizienz η_o wird durch den nun stärker divergenten Pumpstrahl ebenfalls geringer. Die Abbildungen 3.5 und 3.6 zeigen den Zusammenhang der Strahlqualität der Pumpquelle bzw. der Glaslängen in Abhängigkeit von Pumpradius auf die Ausgangsleistung. Für kurze Glaslängen unter 1 mm wird schnell die Grenze für die minimale Länge l_{min} erreicht, bei der die Verstärkung nicht mehr ausreicht, um die Verluste auszugleichen. Bei Gläsern mit 2 mm Länge wird eine fast doppelt so hohe Ausgangsleistung erwartet, beim Übergang zu einem 3 mm langen Stück bleibt das Leistungsmaximum dagegen fast unverändert. Das Maximum der Leistung verschiebt sich für längere Gläser zu höheren Pumpradien,

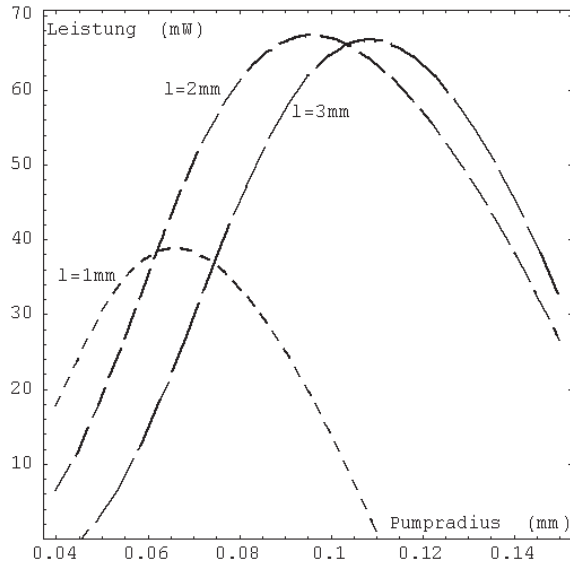


Abbildung 3.5: Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Pumpradius für verschiedene Glaslängen.

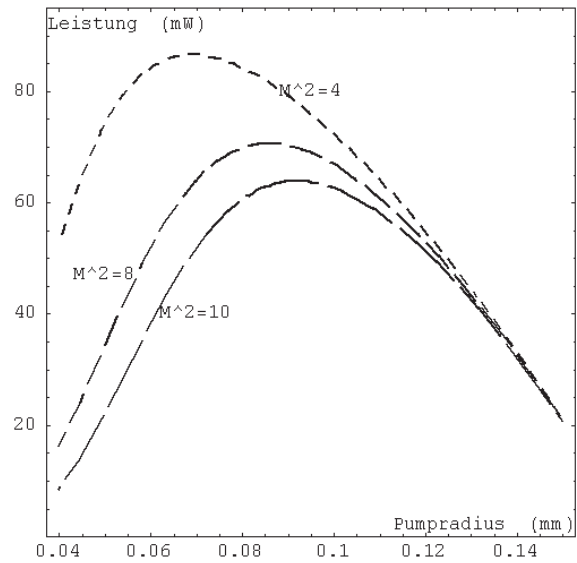


Abbildung 3.6: Ausgangsleistung in Abhängigkeit vom Pumpradius für verschiedene Strahlqualitäten der Pumpquelle.

da sich die Divergenz bei schwächerer Fokussierung verringert und so besser den Lasermode ausfüllt. Für noch größere Pumpradien nimmt die Intensität so stark ab, dass keine Besetzungsinversion mehr erreicht wird. Bei einer gleichbleibenden Glaslänge nimmt die erwartete Ausgangsleistung mit der Strahlqualität der Pumpe immer mehr ab. Dies liegt an der schlechten Überlappungseffizienz η_o .

Zusammenfassend ist das Zusammenspiel von Strahlqualität der Pumpquelle und Glaslänge für praktische Laser mit den handelsüblichen Pumpdioden der bestimmende Faktor bei der Effizienz. Für ideale Pumpquellen wird die Gesamteffizienz beschränkt durch die Absorptionseffizienz, d. h. der maximal in einem Glas löslichen Ionenkonzentration mit möglichen Löscheffekten, die die Quanteneffizienz η_q verringern können. Der Einfluss von Auskoppelgrad und Resonatorverlusten auf die Effizienz ist, speziell in diesem Material mit seiner geringen Verstärkung, besonders kritisch. Fast nicht zu beeinflussen ist die Stokes-effizienz η_s , die durch den Übergang ${}^4\text{I}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2}$ vorgegeben ist.

3.5 Thermische Effekte

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde der Einfluss der Temperatur im Lasermedium noch nicht mit in Betracht gezogen. Durch eine ungünstige thermische Entwicklung im Glas kann eine Laseremission stark gestört oder auch völlig verhindert werden. Beim Pumpen eines einige μm Durchmesser dünnen Kanals treten Effekte auf, die den Laserbetrieb über die reine Temperaturerhöhung hinaus beeinflussen. Das Aufheizen des Glases durch die ab-

sorbierte Pumpstrahlung führt durch den Temperaturgradienten zwischen Pumpkanal und Kühlkörper bzw. der Halterung zu Spannungen im Glas. Aus diesem Temperaturgradienten resultiert weiter eine thermische Linse, durch Änderung des Brechungsindex entsprechend dn/dT . Die lokale Ausdehnung des Glases nach α_T führt darüber hinaus zur Deformation der Glasoberfläche und trägt zur Bildung einer Linse bei.

3.5.1 Temperaturentwicklung im Laserglas

Die Berechnung der Temperatur im Laserglas geschieht durch Lösen der zeitunabhängigen Wärmetransportgleichung in Zylinderkoordinaten [65,66], dies entspricht der durch die longitudinale Pumpgeometrie vorgegebene Symmetrieachse. Die Anregung erfolgt im kontinuierlichen Betrieb und eine Lösung der zeitlichen Entwicklung ist nicht erforderlich, da sich ein thermisches Gleichgewicht in wenigen Sekunden einstellt, was relativ schnell ist verglichen mit der Dauer des kontinuierlichen Laserbetriebs über einige Stunden.

$$\nabla^2 T(r, z) = -Q(r, z)/K_c \quad (3.14)$$

Die ortsabhängige Temperatur $T(r, z)$ hängt von der Wärmeleitfähigkeit K_c ab, die für die erwarteten Temperaturbereiche als praktisch konstant angesehen werden kann. Die Quellfunktion $Q(r, z)$ beschreibt Ort und Umfang des Energieeintrags in das Glas. Entsprechend der üblichen verwendeten Pumpquellen kann zwischen zwei verschiedenen Anregungsprofilen unterschieden werden

$$Q(r, z)_{TH} = \Theta(\omega_p^2 - r^2) \cdot \frac{\alpha \exp(-\alpha z)}{\pi \omega_p^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \quad (3.15)$$

$$Q(r, z)_{GA} = \exp(-2(r/\omega_p)^2) \cdot \frac{\alpha \exp(-\alpha z)}{\pi \omega_p^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \quad (3.16)$$

Das stufenförmigen Profil von Laserdioden wird mit $Q(r, z)_{TH}$ und einer Intensitätsverteilung Θ der Heaviside Stufenfunktion beschrieben. Das beugungsbegrenzte Profil eines Gausstrahls, wie ihn z. B. ein Titan:Saphir Laser liefert, geht mit $Q(r, z)_{GA}$ in die räumliche Verteilung ein, mit ω_p dem Pumpradius. Die Transportgleichung wird mit diesen Quelltermen und den Randbedingungen $T(r_B, z) = T_o$ und $\nabla T(r \rightarrow 0, z) = 0$ gelöst. Die erste Randbedingung fordert Temperatúrausgleich bis zur Umgebungstemperatur T_o an der Halterung r_B und die zweite Randbedingung für die Symmetrieachse einen stetigen Temperaturverlauf. Danach ergibt sich für beide Pumpprofile eine Funktion $\Delta T(r, z)$

$$\Delta T(r, z) = \frac{\xi P_{abs}}{4\pi K_c} \cdot \frac{\alpha \exp(-\alpha z)}{1 - \exp(-\alpha l)} \times GF_{TH,GA} \quad (3.17)$$

mit Geometriefunktionen GF_{TH} und GF_{GA} , die den Einfluss der einzelnen Quellterme beschreibt.

$$GF_{TH} = \left[\left(1 - \frac{r^2}{\omega_p^2} \right) + \ln \left(\frac{r_b^2}{\omega_p^2} \right) \right] \Theta(\omega_p^2 - r^2) + \ln \left(\frac{r_b^2}{r^2} \right) \Theta(r^2 - \omega_p^2) \quad (3.18)$$

$$GF_{GA} = E_1 \left(\frac{2r_b^2}{\omega_p^2} \right) - E_1 \left(\frac{2r^2}{\omega_p^2} \right) + \ln \left(\frac{r_b^2}{r^2} \right) \quad (3.19)$$

Für einen Radius $r > \omega_p$ fallen beide Geometriefaktoren logarithmisch ab. GF_{GA} verläuft innerhalb des Pumpradius mit der Exponential Integral Funktion $E_n(x) = \int_1^\infty e^{-xt}/t^n dt$, die für $x > 1$ schnell gegen Null geht. Die Temperatur an einem bestimmten Punkt entwickelt sich proportional zum Anteil ξ der absorbierten Leistung P_{abs} , die in thermischer Last resultiert. In der Regel ist $\xi \approx 1 - \eta_s$ kann aber durch nichtstrahlende Prozesse aus höheren Niveaus, die durch Upconversion besetzt werden, noch ansteigen. Die thermische Leitfähigkeit K_c ist die zweite wichtige Einflussgröße auf die Temperatur. In Tabelle 3.2 ist sie mit den wichtigsten anderen thermischen Größen zusammengefasst. Für Fluorid-Phosphat-Gläser sind keine exakten Werte bekannt und deshalb die aus der Literatur bekannten Wertebereiche angegeben.

Tabelle 3.2: Thermische Parameter der verwendeten Lasergläser nach [20, 67–69].

Glas	K_c (W/m K)	α_T (20–120°C) ($10^{-7}/K$)	E (10^3 N/mm ²)	dn/dT ($10^{-7}/K$)
FP20	0,74-0,91	145-158	73-80	-75
QX	0,85	94	67	-10

Die thermische Ausdehnung α_T liegt für Fluorid-Phosphat-Glas gegenüber der von Phosphat um das $\approx 1,5$ fache höher was vom Fluoridanteil [67] ausgeht. Der Fluoridanteil ist ebenfalls die Ursache für das mehr als siebenfach so große dn/dT. Das UP-Glas sollte durch die ähnliche Zusammensetzung, Tabelle 2.1, annähernd die gleichen Materialkonstanten besitzen wie das QX. Auffällig ist die im Vergleich zu Kristallen geringe Wärmeleitfähigkeit der Gläser, die bei YAG 13 W/m K beträgt, also bei sonst gleichen Umgebungsbedingungen zu einer um das 15 fache niedrigeren Temperatur führen würde.

In Abbildung 3.7 wird die Temperatur im Glas in Abhängigkeit vom Radius aufgetragen. Als thermische Leitfähigkeit wird $K_c = 0,85$ angenommen. Die Grenze zur auf Umgebungstemperatur liegenden Halterung ist bei $r_B = 2,5$ mm. Diese Entfernung ist realistisch da geringe Inhomogenitäten der Gläser eine Justage in der Fläche notwendig macht und der Laserstrahl keine Aperturverluste an Kanten der Halterung erleiden soll. Die einfallende Pumpleistung beträgt 2 W. Hiervon werden in einem 1,8 mm langen FP20 Glas, bei einer Anregungswellenlänge von 940 nm, ca. 35 % absorbiert.

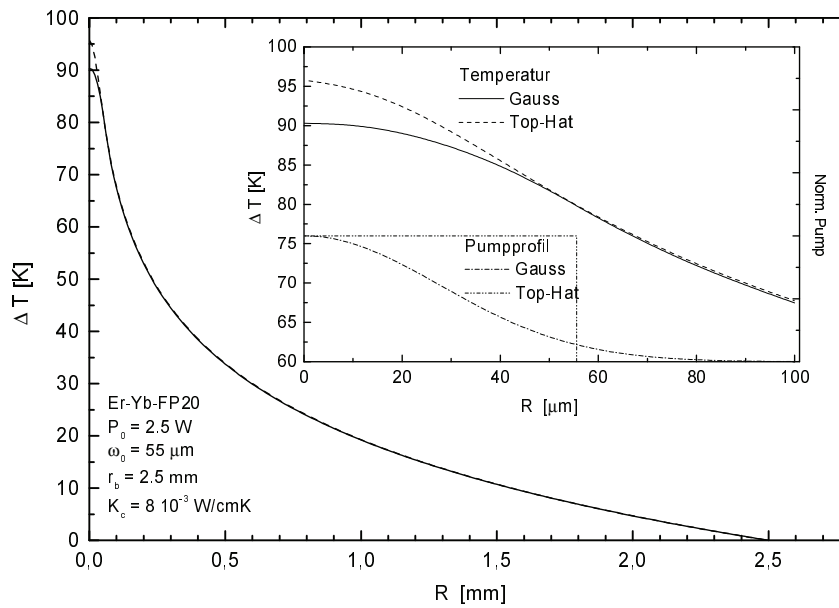


Abbildung 3.7: Temperaturverlauf in Fluorid-Phosphat-Glas für verschiedene Pumpquellen.

Im Einsatzbild wird deutlich, welcher geringer Unterschied von den verschiedenen Quellfunktionen auf die Temperatur ausgeht. Die Gaußförmige Strahlquelle erreicht einen maximalen Temperaturanstieg von 90 K, die mit stufenförmigen Profil einen von 95 K. Beide Pumpquellen haben einen Radius von $55 \mu\text{m}$, beim Gausstrahl $1/e^2$ des Maximums. Das Verhältnis von r_b/ω_p liegt bei 45. Für kleinere Verhältnisse sinkt die Temperatur aufgrund des kürzeren Konvektionsweges etwas ab, und liegt für $r_b/\omega_p = 10$ noch bei ca. 60 K. Ein kleineres Verhältnisse würde noch geringere Temperaturen ermöglichen, aber durch eine Blendenwirkung den Laserbetrieb beeinträchtigen. Die Temperatur entlang der Z-Achse fällt mit $\exp(-\alpha z)$ ab. Das Dreiniveausystem erfordert jedoch ein starkes Pumpen über die ganze Glaslänge, was bei einer zu hohen Absorption der Pumpe nicht möglich ist, da die Intensität sonst zu stark abfällt. Mit dieser teilweisen Absorption wird der Energieeintrag über die Glaslänge nur wenig verändert und die Temperatur ist schwach von z abhängig. Für eine Absorptionseffizienz von 35 % in FP20 beim Pumpen bei 940 nm und 2 W einfallender Leistung fällt sie über die Glaslänge von 1,8 mm von 130 K auf 90 K.

Die ansteigende Temperatur hat direkt nur wenig Einfluss auf den Laser. An erster Stelle ist die veränderte Besetzung in den einzelnen Multiplets zu nennen. Entsprechend der Boltzmannstatistik werden die oberen Multiplets stärker besetzt, was bei Wellenlängen, für die ein Quasidreiniveausystem vorliegt, durch erhöhte Besetzung des unteren Laserniveaus zu einer höheren Laserschwelle führt.

3.5.2 Thermische Linse

Der auffälligste temperaturbedingte Effekt ist die thermische Linsenwirkung, die je nach Materialeigenschaften eine fokussierende oder zerstreuernde Wirkung zeigen kann. Sie entsteht durch die Änderung der optischen Dichte des Mediums, sowie durch eine Deformation der Glasflächen aufgrund seiner örtlich unterschiedlich starken Ausdehnung. Die optische Weglänge $n l$ eines Mediums mit der Brechzahl n ändert sich mit der Temperatur entsprechend [48, 70]

$$\Delta(nl) = l \left(\frac{dn}{dT} + n\alpha_T \right) \Delta T \quad (3.20)$$

Die von thermischen Effekten unbeeinflusste Brechzahl n_o bei $1,55 \mu\text{m}$ beträgt 1,521 nach [20] im Phosphatglas und für Fluorid-Phosphat-Glas ist sie 1,45 nach einem Sellmeierfit an die im sichtbaren gemessenen Brechzahlen [32]. Da der Laserstrahl durch das gegebene Dreiniveausystem immer innerhalb des Pumpkanals verlaufen muss $\omega_l \leq \omega_p$, kann für den Einfluss der Temperatur auf die optischen Eigenschaften in Näherung die Radialkomponente im Bereich $r \leq \omega_p$ verwendet werden. Für $r > \omega_p$ fällt die Temperatur logarithmisch ab im Gegensatz zu homogen gepumpten Blitzlampenstäben [3], in denen ein parabolisches Temperaturprofil $\propto -r^2$ über die ganze Stabfläche vorliegt. Für $r \leq \omega_p$ ist bei einem stufenförmigen Pumpprofil (Gleichung 3.17 und 3.18) $T(r) \propto -r^2$ mit einer Temperatur $T(\omega_p)$ an der Grenze für den Einflussbereich auf den Laser.

Entsprechend der Temperaturänderung $\Delta T(r)$ und der Länge l des Glases wirken hauptsächlich zwei verschiedene Effekte auf den optischen Weg des Lasers ein. Der erste ist die Brechungsindexänderung mit der Temperatur dn/dT und bewirkt durch eine radiale Änderung des Brechungsindex, der Temperaturverteilung folgend, ähnlich einer Grin-Linse, eine Fokussierung oder Defokussierung je nach Vorzeichen der Brechzahländerung. Der zweite Effekt beruht auf der Oberflächenkrümmung der Glasoberfläche infolge der thermischen Ausdehnung. Die effektive Brennweite der thermischen Linse ergibt sich so zu [71]:

$$f_{therm}^{-1} = \int_0^l \frac{\xi P_{abs}}{4\pi K_c} \cdot \frac{\alpha \exp(-\alpha z)}{1 - \exp(-\alpha l)} \cdot \frac{[dn/dT + \alpha_T(n-1)]}{\omega_p^2(z)} dz \quad (3.21)$$

Die Linsenwirkung ist von der absorbierten Leistung abhängig und vom dabei erreichten Temperaturgradienten. Weiter kann ein großer Pumpradius für eine längere Brennweite der thermischen Linse sorgen.

Mit Werten für die Materialkonstanten nach Tabelle 3.2 und einem Pumpradius von $75 \mu\text{m}$ folgt für eine absorbierte Leistung von 0,75 W eine thermische Linse mit einer Brennweite von -22 cm im Fluorid-Phosphat-Glas und 5 cm im Phosphatglas.

Die Brennweite der Linse hängt von dn/dT und α_T ab. Für einen negativen Verlauf der Brechzahlabhängigkeit von der Temperatur können sich beide Effekte gegenseitig aufheben

und ein athermales Laserglas bilden, bei dem auch für hohe Temperaturen keine störende Linsenwirkung zu beobachten ist. Eine optische Pfadlänge $W = (dn/dT + \alpha_T(n - 1))$ wird hier eingeführt [12], die ein Maß für die Ausgewogenheit der beiden Effekte ist. In FP20 ist $W \approx -1,1 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ und in QX ist $W \approx 4 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$. Es gilt für FP20 $W = 0$, wenn $dn/dT \approx -66 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$ ist, was mit Variation der Grundzusammensetzung erreicht werden könnte. Ein solches Glas hätte einen nur geringen Einfluss der thermischen Linse zu erwarten, was für einen Laserbetrieb bei hohen Leistungen wichtig ist. Durch thermische Verspannungen induzierte Doppelbrechung kann ebenfalls in geringen Maße zur thermischen Linse beitragen, entsprechende Materialkonstanten für die spannungsoptischen Koeffizienten sind aber für die verwendeten Gläser nicht bekannt.

3.5.3 Thermisch induzierte Spannungen

Die im Glas auftretenden Verspannungen aus sich unterschiedlich stark ausdehnenden Bereichen infolge von Temperaturgradienten können zu Spannungsdoppelbrechung führen [72], was bei polarisierter Laserstrahlung die Verluste erhöht. Wenn der Strahl beim Durchgang durch das aktive Medium nicht nur verstärkt, sondern auch in seiner Polarisationsachse gedreht wird erfolgt beim Durchgang durch das Polarisationsselement ein höherer Verlust dieser Komponente, was sich negativ auf die Laserleistung auswirkt. Die Änderung des Brechungsindex durch thermische Spannungen im Glas und dadurch induzierte Spannungsdoppelbrechung ist hier bei Gläsern mit ihrer Anisotropie nur schwach ausgeprägt, da im Bereich des Laserstrahls nur geringe Spannungsdifferenzen zwischen den einzelnen Komponenten herrschen (Abbildung 3.8) und die folgende Phasendifferenz $\delta_1 = l(\Delta n_\Theta - \Delta n_r)/\lambda$ [3] klein ist.

Der weit wichtigere aus Verspannungen des Glases herrührende Effekt ist das Brechen des Glases bei zu hohen thermischen Belastungen. Für die Näherung zweidimensionaler Spannungen ergeben sich für die radiale und tangential Komponente [65]

$$\sigma_r(r, z) = \alpha_T E \left[\frac{1}{r_b^2} \int_0^{r_b} \Delta T(r, z) r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r \Delta T(r, z) r dr \right] \quad (3.22)$$

$$\sigma_\Theta(r, z) = \alpha_T E \left[-\Delta T(r, z) + \frac{1}{r_b^2} \int_0^{r_b} \Delta T(r, z) r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r \Delta T(r, z) r dr \right] \quad (3.23)$$

mit α_T der thermischen Ausdehnung und E dem Young-Modul als bestimmende Materialgrößen. Eine Lösung der beiden Gleichungen ist in Abbildung 3.8 für eine Pumpe mit stufenförmigen Profil gegeben. Negative Spannungswerte bedeuten Kompression, positive eine Dehnung. Die Druckspannung ist im Zentrum des Glases mit 4,6 MPa am größten. Die höchsten Zugspannungen von 1,2 MPa treten dagegen für die tangential Spannungskomponente am Rand des Glases auf.

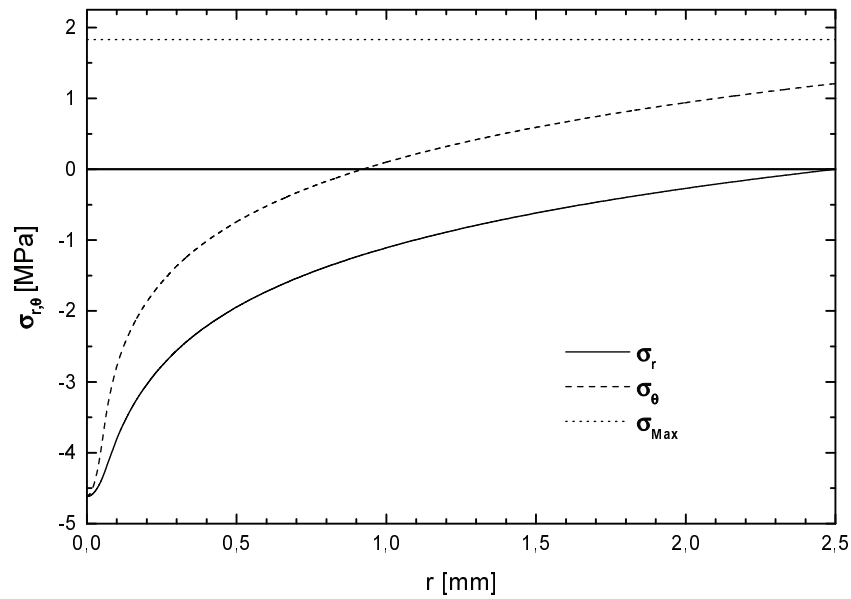


Abbildung 3.8: Thermische Spannungen im Fluorid-Phosphat-Glas mit radialer (durchgezogene Linie) und tangentialer (gestrichelte Linie) Komponente und Näherung für maximale Spannung (gepunktete Linie) mit stufenförmiger Pumpquelle und 0,75 W absorbierte Leistung.

Glas ist stabiler gegen Kompression als gegen Zugspannung [73], weshalb ein Brechen oder Reißen des Glases bevorzugt vom Rand her stattfinden wird. Ein Bruch wird seinen Ausgang von kleinen Mikrorissen im Glas, sog. 'Griffith-Taschen' von wenigen μm nehmen, da dort sich die Spannungslinien, die durch thermische Belastung entstehen und Herstellungsbedingt vorliegen, verdichten und die notwendige Energie zum Aufreißen der Glasstruktur verringern. Im Experiment soll das Glas bis zur möglichen Spannungsgrenze belastet werden. Eine Abschätzung der maximalen im Glas auftretenden Spannung beim Bruch liefert $\sigma_{\text{max}} \approx \alpha_T E \xi P_{\text{abs}} \alpha / 4\pi K_c$, was bei einer absorbierten Leistung von ca. 1 W beim Bruch (Kapitel 4.6.2) zu einer maximalen Spannung von $\approx 1,9 \text{ MPa}$ führt. Als ein Gütefaktor für die Festigkeit des Glases wird der thermische Schockparameter $R = K_c(1 - \nu)\sigma_{\text{max}}/\alpha_T E$ [3] verwendet mit $\nu \approx 0,25$ dem Poissonverhältnis. R ermöglicht eine Aussage über die Belastbarkeit des Glases und liegt in Gläsern normalerweise bei ≈ 1 und in Kristallen wie YAG aufgrund seiner höheren Wärmeleitfähigkeit bei 7,9.

Dieses Kapitel hat gezeigt, dass über die physikalischen Eigenschaften des Lasermaterials hinaus weitere wichtige Größen das Verhalten des Lasers bestimmen. So wird die Wellenlänge der Emission durch das Zusammenspiel von Absorptions- und Emissionsquerschnitt für eine bestimmte Besetzungsdichte festgelegt. Weiter ist die Schwelle und Effizienz des jeweiligen Lasermediums vom optimalen Energieübertrag auf das Laserion abhängig. Es darf

keine der einzelnen im Laserprozess auftretenden Effizienzen vernachlässigt werden. Eine hohe Absorption der Pumpstrahlung, die nicht schon beim Durchlaufen der Abbildungsoptik verloren gehen darf, ist ebenso wichtig wie ein guter Überlapp von invertiertem Lasermaterial und dem Laserstrahl, der die im Glas gespeicherte Energie wieder extrahiert. Um überhaupt einen funktionierenden Laser zu erhalten, muss die Besetzungsinversion und mit ihr die Verstärkung groß genug sein, um die bestehenden Verluste auszugleichen. Thermische Effekte schließlich stellen weitere Anforderungen an den Laser, der durch Linsenwirkung und Verspannungen eine Grenze hinsichtlich der maximalen Pumpleistung erfährt. Die experimentelle Überprüfung und Bestimmung dieser Einflussgrößen ist das Thema des nächsten Kapitels.

Kapitel 4

Lasereigenschaften im kontinuierlichen Betrieb

Behandeln die beiden vorhergehenden Kapitel die einzelnen spektroskopischen Eigenschaften der verwendeten Gläser und die Modellierung des Lasers nach seinem Ratengleichungssystem ist das Ziel dieses Kapitels der Test der Aussagen aus den vorherigen Kapiteln, und die Untersuchung des Zusammenwirkens der verschiedenen Einflussgrößen auf die Gesamtleistung. Wichtigste Größen von Interesse sind hier die Laserschwelle und die Effizienz sowie die optimale Wahl der sie bestimmenden Parameter und die Eignung der Grundgläser für unterschiedliche Anwendungsfelder mit ihren speziellen Anforderungen. Zu diesen Anforderungen an den Laser gehören die Durchstimmbarkeit der Emission und die Stabilität der Ausgangsleistung über längere Zeiträume. Ein wichtiger begrenzender Faktor für den Laser stellen die thermischen Effekte dar, die eine experimentelle Untersuchung erfordern. Eine weitere wichtige Einflussquelle besteht durch die zur Verfügung stehende Technologie, hier hauptsächlich bei den Laserdioden, deren Strahlqualität eine Begrenzung für die mögliche Laserleistung stellt, die sich mit fortlaufender Entwicklung auf diesem Gebiet zu höheren Werten hin verschieben sollte.

4.1 Pumpquellen und deren Abbildung

Zur Erzeugung einer Besetzungsinversion mit einem möglichst großen Produkt aus Verstärkung und Glaslänge wird von einer Pumpquelle sowohl eine hohe Leistung als auch eine gute Strahlqualität (Kapitel 3.4) gefordert. Die Wahl besteht zwischen verschiedenen Diodentypen. Im Spektralbereich von 940-980 nm stehen Hochleistungsdiodenlaser auf der Basis der Verbindungshalbleiter InGaAs/AlGaAs [4–6] zur Verfügung. Die Emission von Laserdioden ist charakterisiert durch eine unterschiedliche Strahlqualität für die 'schnelle' und 'langsame' Achse, die durch die Form der einzelnen Laseremitter bestimmt werden (Einsatz in Abbildung 4.1). Ein typischer Emitter eines Halbleiterlasers hat eine aktive Fläche von

$\approx 100 \times 1 \mu\text{m}^2$ [8]. Die 'schnelle' y-Achse, senkrecht zur langen Emittierkante, ist annähernd beugungsbegrenzt, da sich in der Wellenleiterstruktur nur ein Mode ausbreiten kann und wird an der Emittierkante stark gebeugt, was zu einer hohen Divergenz führt. Die 'langsame' x-Achse, parallel zur langen Emittierkante, lässt eine Vielzahl von Moden anschwingen, was zu einem Strahlprofil führt, für das Abbildungsregeln der geometrischen Optik gültig sind, mit einer geringeren Divergenz durch Beugung an der Emittierkante. Die Begrenzung der Ausgangsleistung bei einem Emittier ist durch die Intensität auf der Facette gegeben. Die Grenze liegt typisch um $70 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$ [4] bei der Zerstörung ('catastrophic optical damage' COD) stattfindet.

In dieser Arbeit wurden zwei Konzepte für Hochleistungslaserdioden verwendet, die mit einem Optimum an Strahlqualität und Leistung im Zeitraum 1998-99 kommerziell verfügbar waren. Es sind dies zum einen ein fasergekoppelter Laserbarren, bei dem einige Emittier in einem Element integriert sind und zum anderen eine Einzelemittier-Laserdiode. Die beiden speziellen Systeme sind hier im nachfolgenden im Detail beschrieben:

OptoPower: OPC-D003-mmm-HB/100 [74] Hier werden die Einzelemittier eines Laserbarrens mit Hilfe von versetzten Spiegeln in eine Faser abgebildet [75]. Das Abbildungsproblem der Einzelemittier, die durch einen optisch 'leeren' Raum getrennt sind, kann auch mit verschiedenen anderen Verfahren, wie Stufenspiegeln [76] oder Strahlredirektoren [77], gelöst werden. Die maximale Ausgangsleistung des verwendeten Systems liegt bei 3 W. Bedingt durch das in ein Gehäuse integrierte Netzteil mit seiner Steuerung steht die Leistung nur im kontinuierlichen Betrieb zur Verfügung. Die Leistung wird über eine 40 cm lange Faser mit $100 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser und SMA-Adapter mit einer Numerischen Apertur $NA = 0,2$ ausgekoppelt. Die Emissionswellenlänge beträgt 940 nm.

Polaroid: 2000-977-TO3-MCL-BW [78] Eine Laserdiode mit Einzelemittier und einer $100 \times 2 \mu\text{m}^2$ großen Emittierfläche und einer maximalen Ausgangsleistung von 2 W. Die Strahlung wird linear Polarisiert mit einer Divergenz von $10^\circ \times 2^\circ$ bei 974 nm emittiert. Die Diode sitzt in einem abgeschlossenen Transistorgehäuse (TO-3) auf einer Wärmesenke (SDL-800) und wurde mit einem Netzgerät (SDL-822) angesteuert, das Pulsbetrieb ermöglicht und weiter die Temperatur der Wärmesenke der Diode regeln kann. Wenige μm vor der Facette sitzt eine Mikrostablinse zur Kollimation der schnellen Achse [79], die eine weitere Abbildung mit sphärischen Optiken ermöglicht.

Abbildung 4.1 zeigt die Messung der Strahlqualität der Polaroid-Diode bei einer Ausgangsleistung von 1 W. Der Diodenstrahl wurde von einer Achromatlinse mit einer Brennweite von 100 mm kollimiert und einer weiteren Linse der gleichen Brennweite, die auf einem Translationselement sitzt, wieder fokussiert. Über eine Reflexion an einem Glaskeil und verschiedene Graufilter (ND 1-4) wurde die Intensität so weit abgeschwächt, dass sie von

einem Strahlanalysator (Spiricon LBA-300PC) mit CCD-Kamera (Pulnix TM-765), die eine Pixelgröße von 11 μm besitzt, aufgenommen werden konnte.

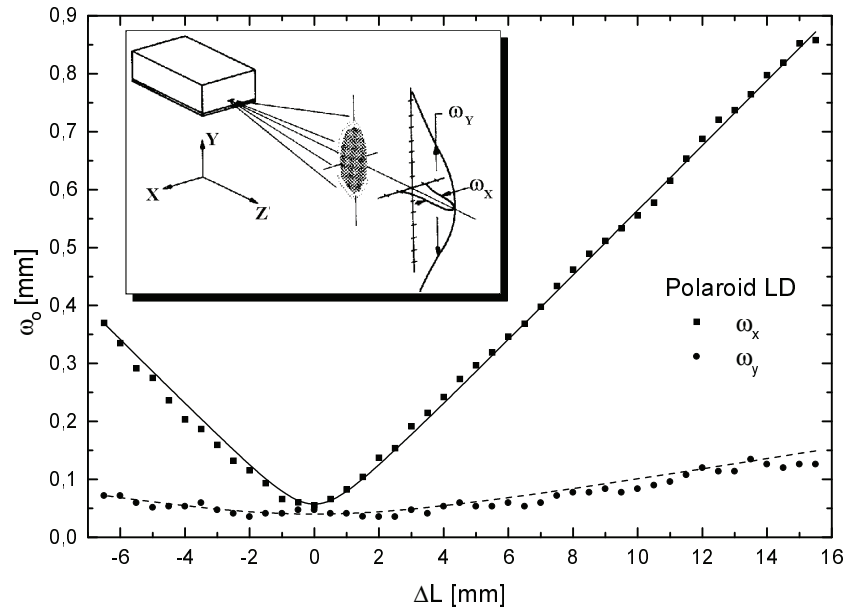


Abbildung 4.1: Strahlqualität der Polaroid-Diode, ω_x langsame und ω_y schnelle Achse, Einzelemitter mit Kollimationslinse. Der Einsatz zeigt schematisch das typische Abstrahlverhalten eines solchen Emitters.

Durch Verschiebung der zweiten Linse wurde der Fokus über den CCD-Chip gefahren und von einem Rechner ein Falschfarbenbild der Intensität ausgelesen. Für den Durchmesser des Strahls wurde der $1/e^2$ Wert der maximalen Intensität gewählt, die im Dynamikbereich des Chips (1-256) liegen muss. Die Polaroid-Diode zeigte für die schnelle und die langsame Achse die typischen Unterschiede in der Strahlqualität, die durch die Größe M^2 beschrieben wird. Es gilt $\omega(z) = \omega_o \sqrt{1 + (\lambda M^2 z / n \pi \omega_o)^2}$ mit ω_o der Strahltaile, λ der Pumpwellenlänge und n der Brechzahl im Lasermedium. Das M^2 der schnellen Achse beträgt 1,3 das der langsamen 10. Die OptoPower-Diode besitzt ein symmetrisches Strahlprofil mit einem M^2 von 21. Hier zeigt sich, dass eine höhere Diodenleistung mit einer geringeren Strahlqualität erkaufte werden muss.

Die Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen die Strahlprofile der beiden Pumpquellen in ca. 1 mm Abstand vom Fokus, die dunkleren Pixel entsprechen einer höheren Intensität.

Beide Intensitätsprofile zeigen die geometrischen Formen der Emissionsquellen, was im Rahmen des örtlichen Auflösungsvermögens der Kamera bis in den Fokus beobachtet werden konnte. Dies verdeutlicht die geringe Strahlqualität der beiden Dioden, deren Fokusgröße näherungsweise nach den Abbildungsregeln der geometrischen Optik ermittelt werden kann. Die konfokale Länge l_k des Fokus entspricht dem Abstand vom Fokus, in dem die Strahl-

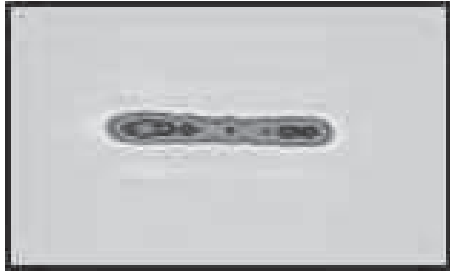


Abbildung 4.2: Durch die Emitterform bestimmtes Strahlprofil der Polaroid-Diode. Die langsame Achse liegt horizontal.



Abbildung 4.3: Symmetrisches stufenförmiges Strahlprofil der fasergekoppelten OptoPower-Diode.

taille der Pumpe um einen Faktor $\sqrt{2}$ aufgeweitet ist. Da der Modendurchmesser des Lasers sich normalerweise im aktiven Medium nur wenig verändert, setzt $2l_k$ eine obere Längenbeschränkung für die Glaslänge und damit der Verstärkung g l , da ein längeres Glas in einigen Bereichen sonst nicht intensiv genug angeregt werden kann und Reabsorptionsverluste auftreten. Die optimale Glaslänge liegt entsprechend für die Polaroid-Diode bei $\approx 1,9$ mm und für die OptoPower-Diode bei ≈ 1 mm.

Durch die unterschiedliche Form des Strahlprofils ergeben sich Vor- und Nachteile der beiden Dioden für das Laserpumpen. Eine Einzelemitter-Diode scheint mit ihrer besseren Strahlqualität zum Pumpen von Oszillatoren niedriger Leistung eher geeignet als fasergekoppelte Barren und Stapel, die bevorzugt zum Pumpen von Verstärkern und bei Direktanwendungen in der Materialbearbeitung [80] verwendet werden.

4.2 Lasereffizienz und Schwelle für verschiedene Gläser Dotierungskonzentrationen und Pumpquellen

Wie schon in Kapitel 3.4 gezeigt ist die Schwelle und Ausgangsleistung des Erbiumlasers von einer Reihe von Faktoren abhängig, die teilweise wieder von anderen Faktoren abhängen. Zur Optimierung einzelner Größen ist es vorteilhaft nur jeweils eine einzige zu variieren, wie die Glaslänge oder die Dotierungskonzentration. Die Messungen der Lasereigenschaften wurden mit Hilfe eines möglichst einfachen Resonators durchgeführt, wie er in Abbildung 4.4 skizziert ist und dessen Stabilitätsbedingung in Anhang A beschrieben wird.

Es handelt sich um einen hemisphärischen Resonator, der aus einem ebenen Einkoppelspiegel und einem konkaven Auskoppelspiegel ($R = 150$ mm) besteht. Die Substrate der verwendeten Laserspiegel bestehen aus Infrasil, einem OH armen Quarzglas, das bei $1,4\text{-}1,6$ μm die beste Transmission im Vergleich mit anderen Substraten aufweist. Der Einkoppelspiegel ist auf beiden Seiten antireflex (AR) beschichtet $R < 1$ % für die Pumpstrahlung von $940\text{-}980$ nm und auf der Resonatorseite hoch reflektiv (HR) $R > 99,8$ % für den Bereich der Laser-

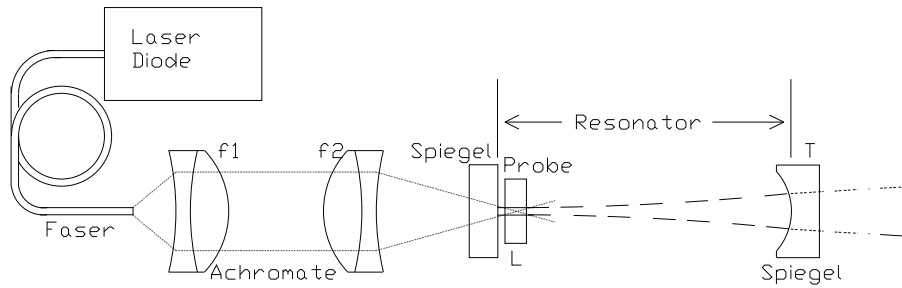


Abbildung 4.4: Hemisphärischer Resonator zur Messung der Lasereigenschaften.

wellenlänge von 1450-1650 nm. Die Auskoppelspiegel sind für den Wellenlängenbereich des Lasers auf der Resonatorseite mit 99 % bzw. mit 98 % Reflexionsgrad beschichtet, während die Außenseite mit $R < 1$ % antireflex beschichtet ist. Direkt vor dem Einkoppelspiegel ist die jeweilige unbeschichtete Glasprobe positioniert. Für die Laserexperimente mit dem Aufbau aus Abbildung 4.4 wurde die Probe mit Silberleitlack (R12) auf einem wassergekühlten Messingkörper ($T = 15$ °C) in einer justierbaren Halterung befestigt. Durch die im Lack enthaltenen Lösungsmittel kriecht dieser zwischen Probe und Kühlkörper und sorgt nach dem Austrocknen für eine dauerhafte Verbindung mit einer hohen Wärmeleitfähigkeit, die mit Aceton einfach wieder zu lösen ist. Als Pumpquelle wurde die OptoPower-Diode verwendet, die mit einer achromatischen Linse der Brennweite f_1 kollimiert und einer zweiten Linse der Brennweite f_2 in die Probe fokussiert wurde, das entsprechende Abbildungsverhältnis wird mit f_1/f_2 angegeben.

In Abbildung 4.5 sind typische Leistungskurven für die verwendeten Gläser und Dotierungen angegeben. Aufgetragen ist die Ausgangsleistung, die mit einem Leistungsmesser (Newport 1815-C) mit kalibriertem Halbleiterdetektor (883-IR) gemessen wurde, gegen die absorbierte Leistung. Für Leistungen über 200 mW wurde ein zweiter Leistungsmesser (Coherent Fieldmaster) verwendet.

Die Schwelle der Fluorid-Phosphat-Gläser lag zwischen 80 und 180 mW und im Bereich der in Kapitel 3.2 berechneten Werte, allerdings ging die Schwelle nicht so stark wie erwartet mit der Erbiumdotierung zurück. Dies kann seinen Ursprung in höheren Resonatorverlusten haben. Die Effizienz lag mit 11 bis 14 % ebenfalls im Bereich der theoretischen Vorraussagen, die allerdings ähnlich der Schwelle ein stärkeres Anwachsen der Effizienz mit steigender Erbiumdotierung erwarten lassen. Hier kann die Ursache in Reabsorption nur schwach gepumpter Bereiche des Glases zu finden sein. Die Ausgangsleistung des Phosphatglases QX liegt über der des FP20 Glases, zeigte aber für Pumpleistungen über 600 mW einen Abfall, der von thermischen Effekten herrührt, die in Kapitel 4.6 behandelt werden.

In Tabelle 4.1 sind alle gemessenen Laserschwelen und Effizienzen mit den jeweiligen Experimentbedingungen zusammengefasst. Beim Vergleich der Grundgläser fällt die niedrige

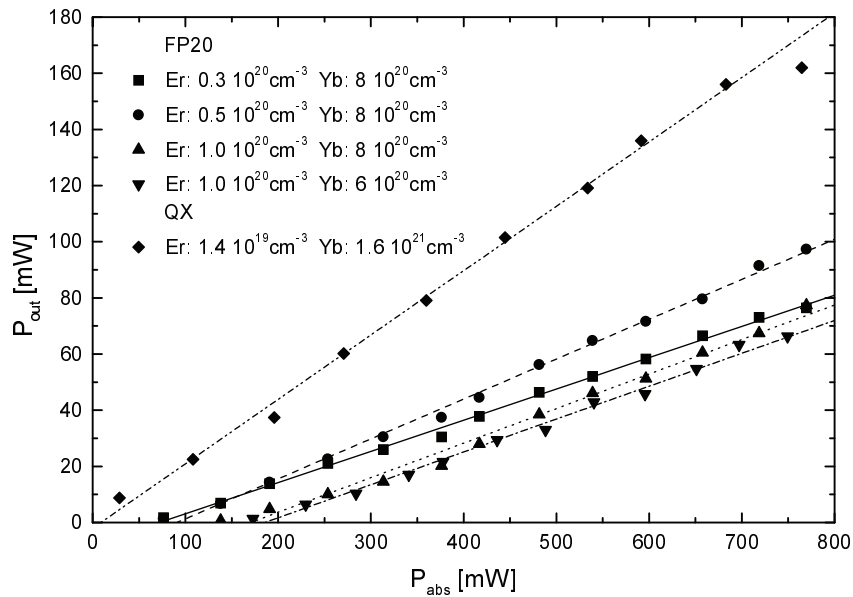


Abbildung 4.5: Ausgangsleistung des Erbiumlasers für unterschiedliche Grundgläser und Dopingkonzentrationen; Auskoppelgrad 1 %, Glaslänge 1,8 mm und Abbildungsverhältnis 60/60.

Schwelle und die hohe Effizienz des QX Phosphatglases im Vergleich mit den beiden anderen Gläsern auf. Dies liegt beim FP20 an der ins rote verschobenen Wellenlänge des Lasers zu einem um rund die Hälfte niedrigerem Emissionsquerschnitt, der zu höheren Laserschwellen führt, und der geringeren Quanteneffizienz durch die im Mittel niedrigere Phononenenergie, die die Effizienz der Energiemigration verringert. Das Ultraphosphatglas emittiert an der gleichen spektralen Position wie das QX, erreicht aber nur Leistungswerte, die mit denen des FP20 vergleichbar sind. Dies kann durch den wesentlich höheren OH-Gehalt, Tabelle 2.3, und den damit verbundenen kürzeren Lebensdauern und geringerer Quanteneffizienz, und den durch die kleine Schmelzmenge bedingten Inhomogenitäten herrühren, die die Eigenschaften des Glases negativ beeinflussen.

Für Glaslängen von 1-4 mm erreichte das FP20 eine maximale Effizienz bei einer Länge von 1,8 mm für ein Abbildungsverhältnis von 60/60, die sich für 125/60 zu einer Länge von 3 mm verschob. Die Unterschiede in der Effizienz zu den anderen Längen liegen im Bereich $\approx 0,5$ %. Nur die 1 mm Probe zeigte eine wesentlich geringere Effizienz. Für eine Optimierung der Glaslänge ist es ausschlaggebend, dass sie der konfokalen Länge l_k der Pumpquelle angepasst wird, so daß die kleinen Unterschiede in der Effizienz eher auf lokale Glasfehler zurückzuführen sind. Bei der Translation der Glasproben senkrecht zur Anregungsquelle wurden, speziell bei den Proben aus kleinen Schmelzen, große Leistungsschwankungen festgestellt, die eine Justage auf eine ausgezeichnete Position im Glas notwendig machen. Der Vergleich

Tabelle 4.1: Laserschwelle und Effizienz für verschiedene Gläser, Glaslängen, Abbildungsverhältnisse der Pumpquellen und Auskoppelspiegel in einem hemisphärischen Resonator.

Glas	Yb ³⁺ (10 ²⁰ cm ⁻³)	Er ³⁺ (10 ²⁰ cm ⁻³)	d_{Glas} (mm)	Abb. f_1/f_2	T (%)	P _{th} (mW)	η_{Slope} (%)
FP20	8,0	0,3	1,8	60/60	2	78,5	7,5
	8,0	0,3	1,8	60/60	1	72,2	11,1
	8,0	0,5	1,8	60/60	2	170,1	10,9
	8,0	0,5	1,8	60/60	1	90,6	14,2
	8,0	1,0	1,8	60/60	2	203,7	7,4
	8,0	1,0	1,8	60/60	1	170,5	12,3
	6,0	1,0	1,8	60/60	2	185,6	9,6
	6,0	1,0	1,8	60/60	1	185,3	11,7
	8,0	0,3	1,0	60/60	2	45,2	0,75
	8,0	0,5	1,0	60/60	2	88,2	6,1
	8,0	1,0	1,0	60/60	2	149,5	9,6
	6,0	1,0	1,0	60/60	2	134,7	11,7
	8,0	0,5	1,8	125/60	2	249,9	10,6
	8,0	0,5	3,0	125/60	2	345,3	11,0
	8,0	0,5	4,0	125/60	2	465,9	10,7
	8,0	0,5	1,8	60/60	4	181,4	6,5
UP	15,0	0,2	1,8	100/75	1	31,1	12,5
	8,0	0,5	1,8	100/75	1	128,3	11,4
QX	16,0	0,2	1,8	60/60	1	18,9	22,9
	16,0	0,2	1,8	60/60	2	60,4	16,5
	16,0	0,2	1,0	60/60	1	14,5	13,8

von Proben aus verschiedenen Schmelzen enthält deshalb einen Unsicherheitsfaktor für die Bestimmung der Effizienz. Beim QX Glas halbierte sich die Effizienz fast beim Übergang von 1,8 auf 1 mm dicke Proben und bei einem Auskoppelgrad von 2 % wurde für 1 mm Glaslänge keine Laseremission beobachtet. Dies passt zu den Überlegungen aus Kapitel 3.4 in dem eine minimale Glaslänge l_{min} abgeschätzt wurde, bei der die Verluste nicht mehr durch die mögliche Verstärkung g l übertroffen werden können.

Die verschiedenen Abbildungsverhältnisse der Pumpstrahlung dienen, wie oben gesagt, der Anpassung der konfokalen Länge der Pumpe an die verwendete Glaslänge. Für die Effizienz ergaben sich innerhalb der experimentellen Unsicherheiten keine Veränderungen, während sich die Laserschwelle mit steigendem f_1/f_2 erhöht, was an der niedrigeren Intensität liegt,

die eine Besetzungsinversion erst bei höherer Pumpleistung erreicht.

Die verschiedenen Dotierungskonzentrationen in FP20 zeigten keine signifikanten Unterschiede. Lediglich für die niedrige Erbiumkonzentration $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ nimmt die Effizienz ab. Dies zeigt die kleiner werdende Verstärkung. Bei einer höheren Erbiumdotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ wurde die Effizienz ebenfalls geringer. Der Grund für die Abnahme liegt in der zunehmenden Upconversion. So wurde für Proben mit der doppelten Erbiumkonzentration keine Lasertätigkeit festgestellt, auch wenn die Pumpenintensität bis zur Zerstörschwelle des Glases gesteigert wurde. Die optimale Erbiumkonzentration für das FP20 liegt in einem Bereich um $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Deutlich ausgeprägt ist der Einfluss des Auskoppelgrads auf Schwelle und Effizienz bei allen Proben. So fiel bei der Verdoppelung des Auskoppelgrades die Effizienz von QX um ca. 38 %. Bei FP20 waren es durch die höhere Erbiumdotierung nur um 30 %. Das Optimum des Auskoppelgrades bei 1 % zeigt deutlich die geringe Verstärkung von Erbium im Vergleich zu Neodym wo Auskoppelgrade um 10-20 % üblich sind [3].

Die in diesen Versuchen (Tabelle 4.1) verwendeten Proben stammten aus Schmelzen mit ca. 50 g Glasmasse. Die Verarbeitung in kleinen Tiegeln führt zu Inhomogenitäten und Schlieren der fertigen Proben, die in großen Schmelzen mit 600 g nicht auftreten. Als Ergebnis der Versuche mit den kleinen Schmelzen wurde eine große Schmelze mit einer Dotierung von $\text{Er}^{3+} 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $\text{Yb}^{3+} 8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ durchgeführt, mit deren Proben die weiteren Experimente durchgeführt wurden. Die Proben aus der großen Schmelze zeigten keine höhere Leistung gegenüber den Proben aus kleiner Schmelze, allerdings konnte die Suche nach einem homogenen Glasbereich in der Regel entfallen.

Zum Vergleich der verschiedenen Pumpquellen blieb der Resonator in Abbildung 4.4 unverändert, nur die OptoPower-Diode wurde durch die Polaroid-Diode ersetzt. Mit FP20 Gläsern aus der großen Schmelze und dem Phosphatglas QX ergaben sich danach Schwellen von 195 mW bzw. 27 mW absorbierter Leistung, die deutlich über denen mit der fasergekoppelten Diode liegen. Die Effizienzen lagen mit 10 % für FP20 und 15 % bei QX ebenfalls unter den Vergleichswerten. Die Pumpwellenlänge wirkt sich zwar mit einer ca. doppelt so hohen Absorption auf den Laser aus, was aber auf die Schwelle und Effizienz nach absorbierter Leistung keine Auswirkungen haben sollte. Die geringere Leistung des Lasers ist auf den schlechten Modenüberlapp η_o zurückzuführen, bei dem die bessere Strahlqualität der Polaroid-Diode (Kapitel 4.1) durch das linienförmige Strahlprofil, das nicht zu dem runden Lasermoden passt, wieder aufgehoben wird.

Abbildung 4.6 zeigt die Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Temperatur der Wärmesenke der Polaroid-Diode für eine konstant einfallende Pumpleistung von 350 mW. Die zentrale Pumpwellenlänge ist von der Temperatur der Laserdiode abhängig [3] und ändert sich bei $\Delta T = 1 \text{ K}$ um $\Delta \lambda \cong 0,312 \text{ nm}$. Bei einer Temperatur von $T = 16 \text{ }^\circ\text{C}$ ist $\lambda = 968,4 \text{ nm}$ und für $T = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ folgt $\lambda = 972,8 \text{ nm}$. Die Absorption von Ytterbium in diesem

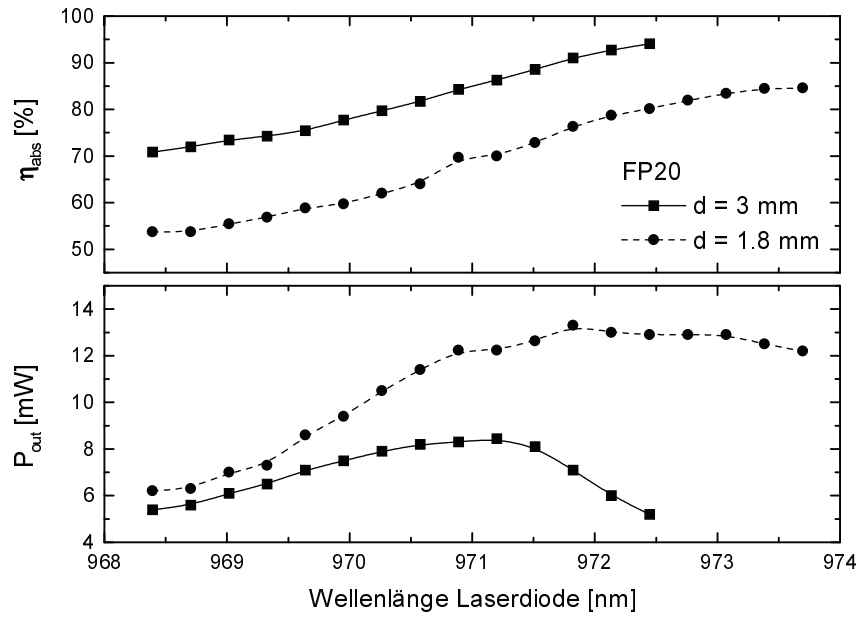


Abbildung 4.6: Einfluss der Pumpwellenlänge $\lambda_P(T_{LD})$ auf die Ausgangsleistung im Dreiniveausystem Erbium für verschiedene Glaslängen.

Wellenlängenbereich ändert sich, wie der Vergleich mit Abbildung 2.3 zeigt, von $\alpha = 3,3$ auf 10 cm^{-1} . Nach Messung der Leistung vor und nach dem Durchgang durch das Laserglas wurde der Absorptionseffizienzgrad nach Gleichung 3.9 berechnet. Für das 3 mm dicke Glas ist die Absorption entsprechend höher als bei dem Glas mit 1,8 mm Dicke. Die Ausgangsleistung der 3 mm Probe liegt aber für Temperaturen über 20°C deutlich unter dem der dünneren Probe. Für niedrigere Temperaturen verläuft die Leistungskurve bei Annahme gleicher Glasqualität für beide gleich, während sie für höhere Temperaturen immer stärker auseinanderläuft. Wird nur der Anstieg der Absorptionseffizienz betrachtet, so sollte die Leistungskurve zunehmen bis die Absorption ein Maximum erreicht. Durch das Dreiniveausystem kommt es jedoch für einen zu stark absorbierten Pumpstrahl zu einer Reabsorption der Erbiumfluoreszenz, da eine Randschicht nur wenig über oder gar nicht mehr bis zur Besetzungsinversion angeregt wird. Dieser Effekt ist in der 3 mm Probe durch die höhere Absorption entsprechend stärker ausgeprägt, was bei Temperaturen der Laserdiode über $T = 26^\circ\text{C}$ zu abnehmender Ausgangsleistung führt, obwohl die Absorption noch ansteigt. Aus der Darstellung lässt sich eine optimale Absorptionseffizienz von $\eta_a \approx 80\%$ ablesen, über die hinaus die Laserleistung mit steigender Absorption fast nicht mehr zunimmt.

4.3 Laserbandbreite und Durchstimmbarkeit

Wie schon in Kapitel 3.1 bemerkt, ist eine hohe homogene Verstärkung über ein großes Wellenlängenintervall für Anwendungen in der Telekommunikation von großem Interesse. Ein dieser Anforderung entgegenkommendes Verstärkungsprofil zeigt das Fluorid-Phosphat-Glas (Kapitel 3.1). Als ein experimenteller Beweis für diese Eignung bietet sich ein Test der Durchstimmbarkeit der Laseremission an.

Der Aufbau für diese Messung ist in Abbildung 4.7 angegeben. Der Resonator besteht aus drei Spiegeln. Das Laserglas steht direkt vor dem Einkoppelspiegel, der die gleiche Beschichtung besitzt wie der in Kapitel 4.2 beschriebene. Der Laser wird über einen konkaven Spiegel ($R = 150 \text{ mm}$) mit der gleichen Beschichtung und ein Prisma auf den Auskoppelspiegel gelenkt. Der Abstand zwischen Einkoppelspiegel und gekrümmten Umlenkspiegel beträgt $\approx 78 \text{ mm}$, Details der Resonatorberechnung werden im Anhang A erläutert.

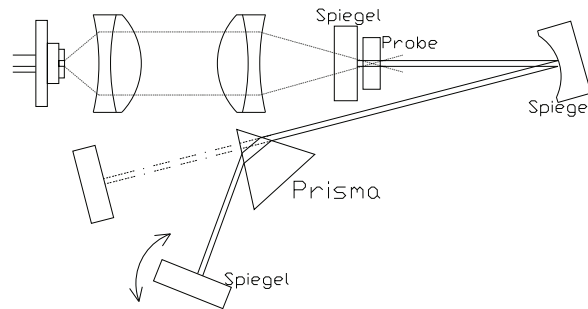


Abbildung 4.7: Aufbau zur Messung des Durchstimmbarkeitsbereiches der Laseremission mit einem Prisma.

Die Frequenzselektion findet über das gleichseitige Quarzprisma statt, das die unterschiedlichen Wellenlängen verschieden stark bricht. Durch Drehen des Auskoppelspiegels um seine vertikale Achse wird jeweils eine Wellenlänge in sich zurückreflektiert, während für die umliegenden kein stabiler Resonator mehr besteht.

Durchstimmkurven für Fluorid-Phosphat und Phosphatglas sind in Abbildung 4.8 gezeigt. Beide Gläser waren $1,8 \text{ mm}$ dick mit einer Erbiumdotierung von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ im FP20 und von $1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ im QX, die absorbierte Leistung betrug 400 mW . Bei dieser Messung waren alle Laserspiegel hoch reflektierend und Wellenlänge und Ausgangsleistung wurden an einem Reflex des leicht dejustierten Prismas gemessen. Durch Vergleich mit den Werten mit Auskoppelspiegeln von 1 und 2% Transmission analog zu Kapitel 4.4 ergab sich ein Auskoppelgrad von $0,3 \%$. In die gemessene Durchstimmkurve geht außer dem Verstärkungsprofil noch die Spiegelreflexion an der jeweiligen Wellenlänge ein. Die Reflexion von HR-Spiegeln und Auskoppler ändert sich über den Spektralbereich in dem Laseremission beobachtet wurde nur um $\approx 0,2 \%$ und hat daher nur geringen Einfluss auf die Messung.

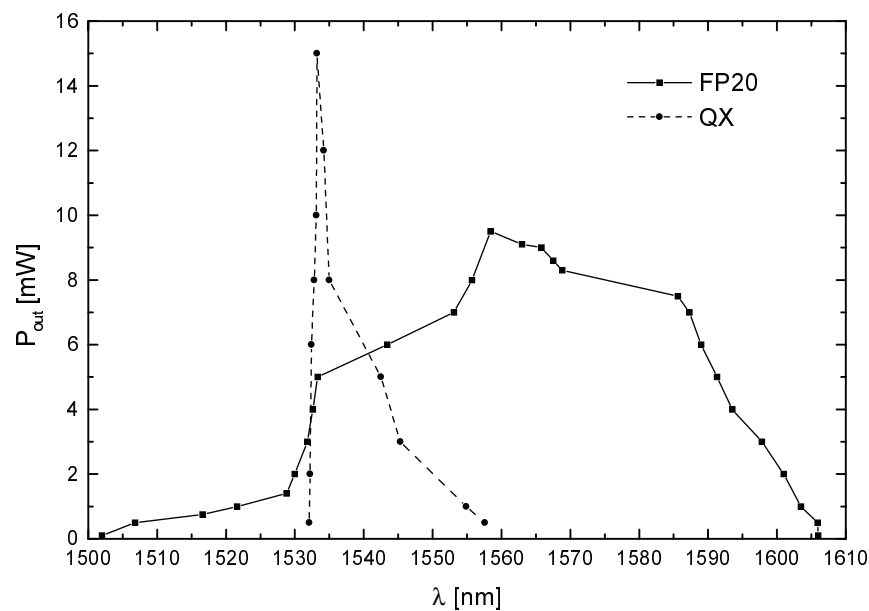


Abbildung 4.8: Durchstimmbarkeitsbereich von Fluorid-Phosphat-Glas und Phosphatglas für einen Auskoppelgrad von 0,3 %.

Der maximale gemessene Durchstimmbereich betrug für FP20 Glas 104 nm, ein Wert der mit 'Bulk' Gläsern bisher noch nicht erreicht worden ist. In einer vorangegangenen Arbeit [81] mit Fluorid-Phosphat-Gläsern wurde ein Durchstimmbereich von 1536-1596 nm und einer maximalen Ausgangsleistung von 3 mW erreicht mit einem Kryptonionenlaser als Pumpquelle. Mit Phosphatgläsern einer höheren Erbiumdotierung wurde von [60] ein Durchstimmbereich von 1528-1564 nm und eine Leistung von 8 mW erreicht. Vergleichbare Werte ergaben die eigenen Versuche, die in Tabelle 4.2 zusammengefasst sind. Bei beiden Gläsern verkleinert sich der Durchstimmbereich mit steigendem Auskoppelgrad, da mit steigenden Verlusten die Randbereiche der Verstärkungskurve nicht mehr die höhere Laserschwelle erreichen. Besonders stark fällt dies beim Phosphatglas auf, dessen Emission sich auf einen Bereich um 3 nm verkleinert, während mit Fluorid-Phosphat-Glas selbst bei einem hohen Auskoppelgrad noch immer ein Bereich von 30 nm abgedeckt wird.

Ein Vergleich der Verstärkungskurven (Abbildung 3.1 und 3.2) mit den Durchstimmkurven in Abbildung 4.8 zeigt deutlich die Ähnlichkeit in den Kurvenverläufen. Hier sind das Maximum bei 1534 nm beim Phosphatglas mit der abfallenden Flanke zum roten Spektralbereich und der breite Rücken von 1530-1560 nm im Fluorid-Phosphat-Glas zu nennen, das mit dieser Eigenschaft eine interessante Perspektive für einen breitbandigen Faserverstärker in der Telekommunikation eröffnet.

Tabelle 4.2: Durchstimmbarkeitsbereiche und maximale Ausgangsleistungen für verschiedene Gläser und Auskoppelgrade.

Glas	T (%)	P _{max} (mW)	λ ₁ (nm)	λ ₂ (nm)	Δλ (nm)
FP20	0,3	9,5	1502,0	1606,0	104,0
	1,3	15,8	1528,5	1566,3	37,8
	2,3	9,7	1530,5	1561,7	31,2
QX	0,3	15,0	1532,1	1557,6	25,5
	1,3	23,3	1532,0	1535,3	3,3
	2,3	14,1	1533,0	1534,5	1,5

4.4 Einfluss von Auskoppelgrad und Resonatorverlusten auf die Lasereffizienz

Das Kapitel 4.2 hat gezeigt, wie wichtig der optimale Auskoppelgrad für den effektiven Betrieb des Erbiumlasers ist. Rechnungen in Kapitel 3.4 zeigen ebenfalls den starken Einfluss des Auskoppelgrades aber auch der internen Resonatorverluste. Um das Zusammenspiel dieser beiden Faktoren zu untersuchen, musste ein Laserresonator aufgebaut werden, in dem der interne Verlust bzw. der Auskoppelgrad kontinuierlich verändert werden konnte. Einen solchen Aufbau zeigt Abbildung 4.7. Für dieses Experiment wurde das Prisma aus dem Resonator entfernt, so dass der Laserstrahl entlang des gestrichelten Weges bis zum Auskoppelspiegel läuft. Anstelle des Prismas wurde eine planparallele Quarzplatte ($d = 4$ mm) in der Nähe des Auskoppelspiegels unter dem Brewsterwinkel [82] in den Resonator gebracht.

Die Laseremission ist danach linear polarisiert, da die Reflexionsverluste in der Ebene senkrecht zum Brewsterwinkel zu hoch sind, um noch ein Anschwingen des Lasers mit dieser Polarisationsrichtung zu ermöglichen. Durch Drehung der Brewsterplatte werden die Reflexionsverluste in der Polarisationsebene des Lasers kontinuierlich erhöht. Bei einer im Resonator umlaufenden Leistung P_{in} wird ein Anteil $P_{\text{OC}} = P_{\text{in}}T_{\text{OC}}$ entsprechend der Spiegeltransmission T_{OC} ausgekoppelt, P_{in} verändert sich nur wenig, da $T_{\text{OC}} = 1$ %.

An der Vorder- und Rückseite der Brewsterplatte wird entsprechend ihres Reflexionsgrades R_{G} in Abhängigkeit vom Verstellwinkel jeweils die Leistung $P_{\text{G}} = P_{\text{in}}R_{\text{G}}$ aus dem Resonator ausgekoppelt. Durch Umformung dieser Beziehungen und Elimination von P_{in} ergibt sich der Auskoppelgrad T_{G} der Platte zu $T_{\text{G}} = R_{\text{Gv}} + R_{\text{Gr}} = (P_{\text{Gv}} + P_{\text{Gr}})T_{\text{OC}}/P_{\text{OC}}$. Der Transmissionsgrad von T_{OC} ist bekannt und $P_{\text{Gv}} = P_{\text{Gr}}$ sowie P_{OC} kann durch einfache Messung ermittelt werden.

In Abbildung 4.9 ist die Ausgangsleistung P_{G} gegen den Auskoppelgrad T_{G} der Brewster-

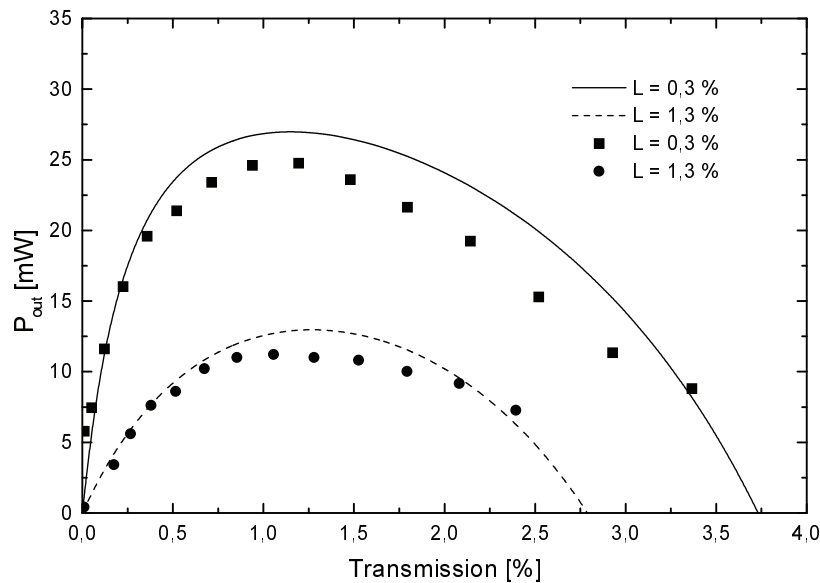


Abbildung 4.9: Ausgangsleistung von Fluorid-Phosphat-Glas in Abhängigkeit vom Auskoppelgrad mit internen Resonatorverlusten von 0,3 % und 1,3 %. Die Kurven sind nach Gleichung 3.13 gerechnet.

platte für konstant 450 mW absorbierter Pumpleistung aufgetragen. Der Resonatorverlust L ist durch $T_{\text{OC}} + \delta_{\text{in}}$ gegeben mit $\delta_{\text{in}} \approx 0,3\%$ den sonstigen Resonatorverlusten. Zwei unterschiedliche Verlustquellen L wurden durch Spiegel mit HR-Beschichtung $L = 0,3\%$ und 1% Transmission $L = 1,3\%$ verwirklicht. Weiter sind in Abbildung 4.9 die erwarteten Ausgangsleistungen nach Gleichung 3.13 in Kapitel 3.4 eingezeichnet, die gut mit den experimentellen Werten übereinstimmen. Für steigende Verluste in Resonator nimmt die Ausgangsleistung stark ab und der maximale Auskoppelgrad verringert sich.

4.5 Relaxationsschwingungen und Rauschen

Die Emission eines im kontinuierlichen Betrieb laufenden Lasers wird von den verschiedensten Störquellen beeinflusst [3], die zu Schwankungen in der Leistung und der Frequenz führen können. Hier kann zwischen der Zeitdauer der Störungen anhand ihrer charakteristischen Frequenz unterschieden werden. Im Frequenzband unter 1 kHz dominieren mechanische Schwingungen des Aufbaus, thermische Fluktuationen und Schwankungen in der Stromversorgung der Pumpquelle, während darüber Relaxationsschwingungen des Lasers den Hauptbeitrag liefern.

Bei gepulster Anregung fallen besonders die Relaxationsspitzen in den ersten Millisekunden der Laseremission auf, da sich zu dieser Zeit das System der verschiedenen Niveaubeset-

zungen (Kapitel 3.3) noch nicht im Gleichgewicht befindet. Abbildung 4.10 zeigt den Einschwingvorgang von Phosphat und Fluorid-Phosphat-Glas für einen 8 ms langen Pumpimpuls. Der Laser wurde auf eine InGaAs Photodiode (Hamamatsu G3476-03) mit einer Bandbreite von 400 MHz abgebildet und das resultierende Spannungssignal mit einem Oszilloskop (LeCroy 9362) gemessen.

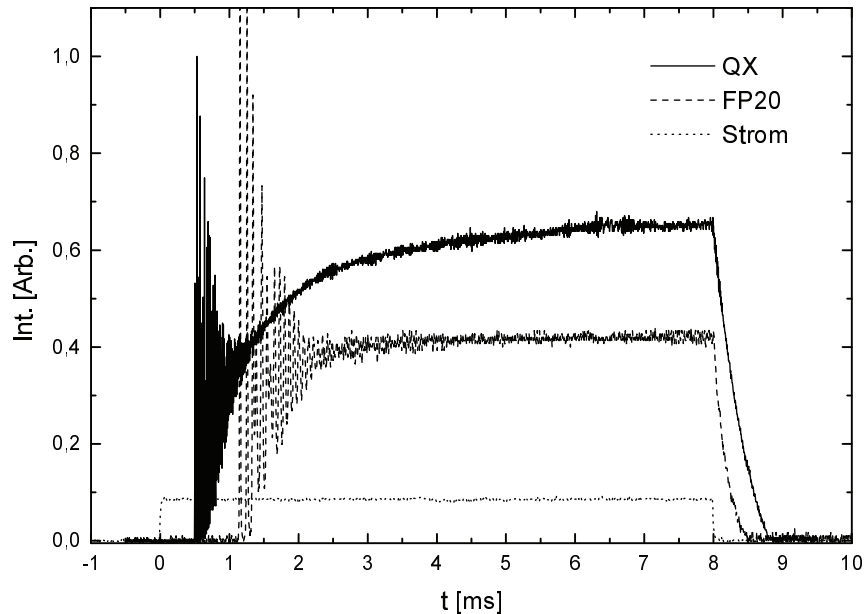


Abbildung 4.10: Photodiodensignal der Einschwingphase der Laseremission bei gepulster Anregung.

Die Relaxationsspitzen sind beim Phosphat nach ca. 0,5 ms und beim Fluorid-Phosphat nach ca. 1 ms abgeklungen. Dies ist länger als der gerechnete Anschwingvorgang von ca. 0,1 ms in Abbildung 3.5. Ein Grund hierfür kann in den unvermeidlichen Störungen liegen, die auf den realen Laser einwirken und die den Aufbau der Laseroszillation behindern. Nach dem Abschalten der Pumpquelle fällt bei beiden Lasern auf, dass die Lasertätigkeit bis über eine halbe Millisekunde später anhält. Das Erbium wird noch eine kurze Zeit über das Ytterbium gepumpt bis dieses Niveau geleert ist. Dies geschieht besonders beim Phosphatglas mit seiner geringen Erbiumdotierung. Nach dem Einschwingvorgang wächst die Emission noch deutlich an, da das Ytterbium seine Gleichgewichtsbesetzung noch nicht erreicht hat.

Nach dem Einschwingen des Lasers zeigt das Photodiodensignal ein Rauschen, das von Leistungsschwankungen des Lasers aufgrund der oben genannten Störungen herrührt. Dieses Intensitätsrauschen, ('Relative Intensity Noise' RIN) [83], setzt sich aus Leistungsschwankungen zusammen, die auf verschiedenen Zeitskalen auftreten. In Abbildung 4.11 wird die Amplitude dieses Intensitätsrauschens über die Frequenz angegeben. Zu dieser Messung wurde ein hemisphärischer Resonator am Institut für Angewandte Physik der FSU Jena aufgebaut

und das Photodiodensignal der Hamamatsu-Diode in einen Netzwerk-Spektrenanalysator (HP 4395 A) eingespeist. Dieser Analysator berechnet die Fouriertransformierte des aufgenommenen Signals und gibt die Amplitude (dBm) des Rauschens im jeweiligen Frequenzbereich aus.

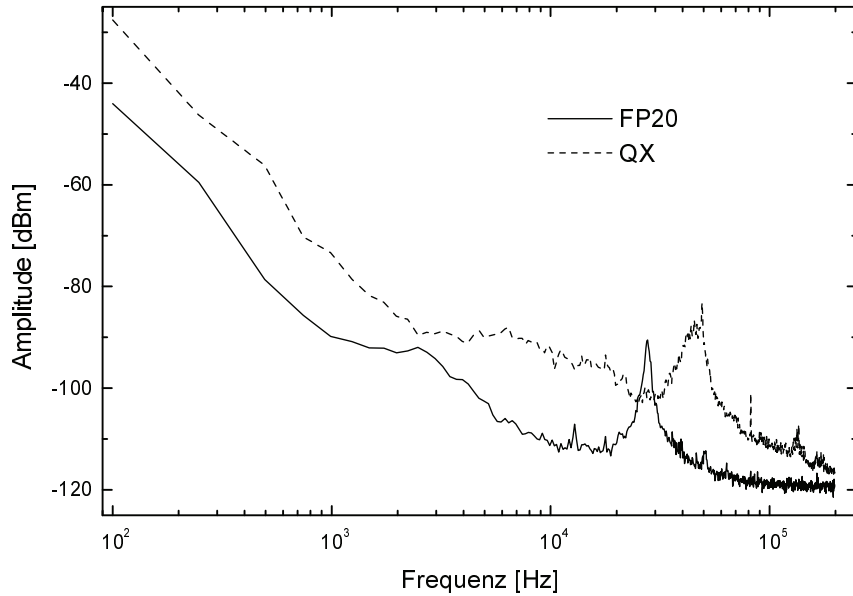


Abbildung 4.11: Spektrum des Intensitätsrauschens des Lasers mit Fluorid-Phosphat-Glas und Phosphatglas.

Für Frequenzen bis zu einigen Kilohertz dominieren mechanische und thermische Einflüsse das Rauschspektrum, deren Verringerung durch einen monolithischen Aufbau und einen Peltierkühler anstatt des vibrationsreichen Kühlwasserdurchlaufs im Glashalter möglich wäre. Der Einfluss einer Rückkopplung der Ausgangsleistung mit der Diodensteuerung hat nach [83] nur einen geringen Effekt, da durch das Zwischenspeichern der Pumpenergie beim Ytterbium etwaige Schwankungen der Pumpintensität abgepuffert werden. Die Maxima der Relaxationsschwingungen der beiden Gläser liegen bei 27,5 kHz und 45,3 kHz, und werden von thermischen Fluktuationen im Lasermedium und Vibrationen der Resonatorspiegel, die die Strahlachse und damit die Resonatorverluste verändern, angetrieben. Für noch höhere Frequenzen geht das Rauschen in thermisches Rauschen und Schrotrauschen des Detektors über, das von der Frequenz unabhängig ist und eine untere Grenze für das Rauschen setzt [24, 82].

4.6 Thermische Effekte

Bedingt durch die Stokes-effizienz von $\eta_s = 63\%$ (Kapitel 3.4) wird rund ein Drittel der absorbierten Leistung im Glas in Wärme umgesetzt. Danach sollte die Temperatur im Glas um $\approx 95\text{ K}$ ansteigen (Kapitel 3.5.1). Die Laserexperimente mit kontinuierlicher Anregung zeigen speziell beim QX Phosphatglas den Einfluss der thermischen Linse (Abbildung 4.5) wo für höhere Pumpleistungen ein Abknicken der Ausgangsleistung beobachtet wurde. Um eine Grenze für die Belastbarkeit der Gläser zu ermitteln wurde der Laserresonator aus Abbildung 4.4 mit der Polaroid-Diode in gepulstem Betrieb angeregt. Abbildung 4.12 zeigt den Verlauf der Quasi-kontinuierlichen Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Wiederholrate der Pumpimpulse.

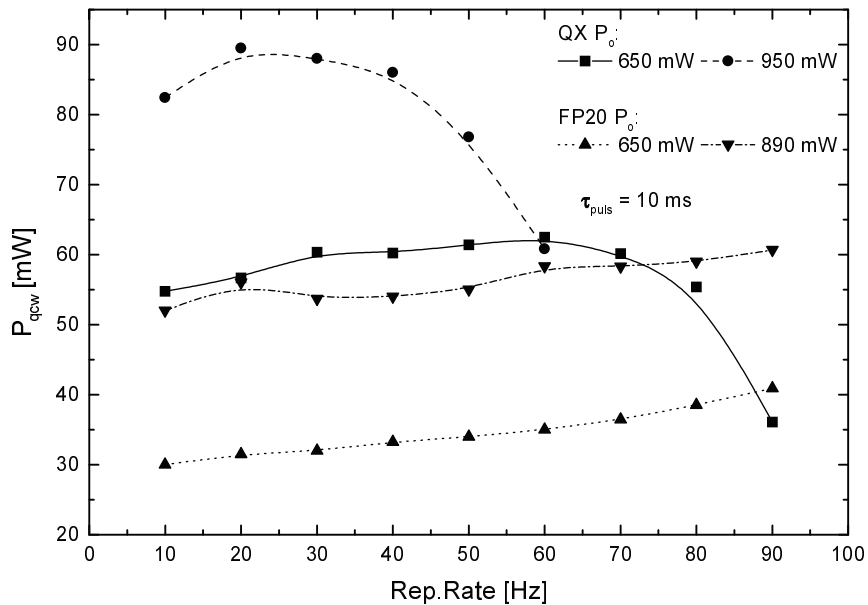


Abbildung 4.12: Abhängigkeit der Quasi-kontinuierlichen Laserleistung von der Repetitionsrate bei gepulster Anregung mit verschiedenen Leistungen P_o .

Die Dauer eines Pumpimpulses beträgt $\tau = 10\text{ ms}$. Dies entspricht der Lebensdauer des oberen Laserniveaus. Mit der Wiederholrate R multipliziert ergibt sich ein thermisches Lastverhältnis τR , das für $R = 10\text{ Hz}$ bei 10% liegt, also das Glas über ein Zehntel der Betriebszeit aufgeheizt wird, und sich für $R = 90\text{ Hz}$ auf 90% erhöht. Mit zwei unterschiedlichen Pumpleistungen ergab sich für das Fluorid-Phosphat-Glas ein kontinuierlicher Leistungsverlauf mit steigender Pumpfrequenz. Die höhere Pumpleistung führte zu einem entsprechenden Anstieg in der Ausgangsleistung. Im Gegensatz dazu fiel beim Phosphatglas bei höheren Repetitionsraten die Ausgangsleistung stark ab, bis unter die entsprechende Leistung des Fluorid-Phosphat-Glases, und führte bei noch stärkerer Anregung zum Zerstören

des Glases (Kapitel 4.6.2). Mit der Repetitionsrate am Beginn des Leistungseinbruchs und der Pumpleistung lässt sich eine kritische kontinuierliche Leistung abschätzen, nach deren Überschreitung mit Leistungseinbußen zu rechnen ist. Für das Phosphatglas QX liegt diese Grenze bei ≈ 450 mW absorbierter Leistung.

Die durch das Aufheizen des Glases induzierten Verspannungen und Deformationen der Oberfläche (Kapitel 3.5.2) beeinflussen auch die Strahlqualität des Erbiumlasers. Unter geringer thermischer Last zeigte der Laser mit beiden Glassorten ein Modenprofil wie es das Fluorid-Phosphat-Glas auch noch bei intensiver Anregung beobachtet werden konnte (Abbildung 4.13). Das Modenprofil wurde von einer Kamera (Electrophysics Micron Viewer 7290) mit PbS-Elektrode aufgenommen. Die Strahlqualität, die analog zur Messung des Strahlparameters der Pumpdioden in Kapitel 4.1 bestimmt wurde, liegt danach für beide Laser bei $M^2 \approx 1,1$.

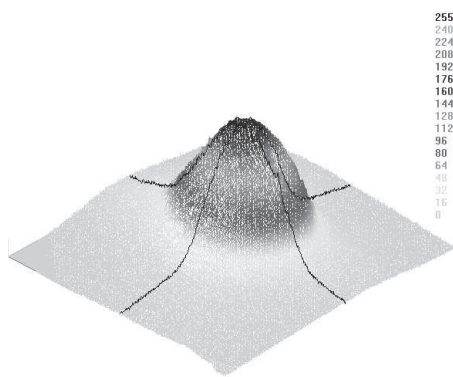


Abbildung 4.13: Modenprofil des Lasers mit Fluorid-Phosphat-Glas unter thermischer Last.

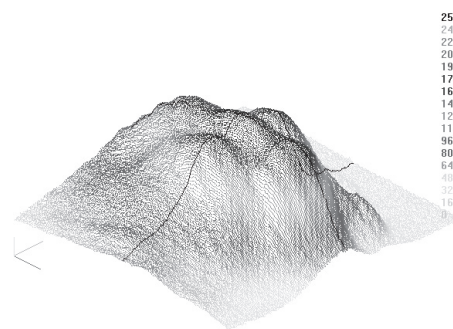


Abbildung 4.14: Modenprofil des Lasers mit Phosphatglas unter thermischer Last.

Bei höheren Pumpleistungen veränderte sich das Modenprofil des Phosphatglases deutlich, wie in Abbildung 4.14 zu sehen ist. Diese Veränderung rührt aus dem Anschwingen höherer transversaler Moden, die nun ebenfalls über die Laserschwelle kommen und durch das Aufwölben der Glasoberfläche beeinflusst werden. Die Auswirkung dieser Deformation konnte auf einem Videomonitor, der an die Kamera angeschlossen wurde und ein Echtzeitbild lieferte, beobachtet werden. Wurde die Pumpstrahlung mit einer Blende vor der Pumpdiode gestoppt und diese Blende schnell aus dem Strahlengang gezogen, zeigte der Monitor wie sich das Strahlprofil über einige Sekunden veränderte und der Grundmode sich zu einem Gemisch mit höheren Moden veränderte. Das FP20 zeigte im Betrieb kaum Anteile höherer Moden, was an der höheren Erbiumdotierung als beim Phosphatglas liegen kann. Die Blendenwirkung im Dreiniveausystem durch schwach oder gar nicht gepumpte Regionen fällt für die geringe Dotierung des Phosphatglases, die leichter zur Besetzungsinversion zu bringen ist, nicht so stark ins Gewicht. Ein Anschwingen höherer transversaler Moden im

Phosphatglas, die mit ihrer Intensitätsverteilung [3] ihre Energie aus dem die Grundmode umgebenden Volumenbereichen ziehen, wie die $\text{TEM}_{01,10,11}$, wird so begünstigt.

4.6.1 Messung der Temperatur im Laserglas

Die starke Veränderung des Modenprofils nach plötzlich einsetzender thermischer Last lässt, wie schon die Berechnung der Temperatur im Glas in Kapitel 3.5.1 gezeigt hat, auf ein dramatisches Aufheizen im Pumpkanal schließen. Dieser bis zur Zerstörung der Gläser reichende Prozess macht eine experimentelle Bestimmung der Temperatur im Glas erstrebenswert. Eine direkte Temperaturmessung am Glas würde aufgrund großer Fehler beim Kontaktieren des kleinen Bereichs unter Interesse nur ungenaue Werte liefern. Eine interessante Möglichkeit die Temperatur berührungsfrei zu Messen ergibt sich nach näherer Untersuchung der grünen Upconversionfluoreszenz, die mit dem Auge noch gut wahrzunehmen ist. Zu den möglichen Wechselwirkungen zwischen den Ionen gehört die kooperative Upconversion (Kapitel 2.6) zwischen Ytterbium und Erbium. Die folgende Fluoreszenz im grünen Spektralbereich geht von den dicht beieinanderliegenden Niveaus $^2\text{H}_{11/2}$ und $^4\text{S}_{3/2}$ aus. Die beiden Niveaus werden nach [40] besetzt, wenn ein Erbiumion mit einen angeregten $^4\text{I}_{11/2}$ Zustand dicht neben einem angeregten Ytterbiumion $^2\text{F}_{5/2}$ liegt. Das Ytterbiumion gibt seine Energie beim Übergang in den Grundzustand an das Erbiumion ab, das danach ein Elektron im $^2\text{H}_{11/2}$ besitzt. Ein Teil dieser Elektronen relaxiert direkt unter Aussendung eines Photons in den Grundzustand zurück, der andere Teil relaxiert nichtstrahlend zum $^4\text{S}_{3/2}$ von wo aus ebenfalls ein strahlender Übergang zum $^4\text{I}_{15/2}$ stattfindet.

Die Entwicklung dieser grünen Fluoreszenz mit steigender Pumpleistung ist in Abbildung 4.15 angegeben. Die Fluoreszenz wurde über eine Lichtleitfaser direkt an der Probe aufgenommen und in einen Spektrographen (Digikrom DK240) mit CCD-Kamera (ST-6) eingekoppelt.

Die Intensität wurde bei allen Kurven auf das Maximum bei 550 nm normiert. Deutlich fällt die mit höherer Anregung stärker ansteigende Intensität des $^2\text{H}_{11/2}$ Übergangs im Vergleich zum $^4\text{S}_{3/2}$ Übergang auf. Der Abstand zwischen den beiden Niveaus beträgt $\approx 740 \text{ cm}^{-1}$ und die Rate für einen nichtstrahlenden Übergang beträgt nach Kapitel 2.7 rund 10^{10} s^{-1} . Dieser Prozess ist schnell genug, dass die beiden Niveaus als miteinander im thermischen Gleichgewicht betrachtet werden können [21], da sich eine Änderung der Besetzungsverteilung durch Upconversion sofort wieder ausgleicht. Die Besetzung der beiden Niveaus entspricht demnach einer Boltzmannverteilung. Daraus folgt, dass die Fluoreszenz aus diesen Niveaus eine Funktion der Temperatur ist. Die Intensität $I_{(i)}$ aus einem Multiplet i in einem Niveau mit j Multiplets ist gegeben durch

$$I_{(i)} \propto \frac{g_i \exp(-\Delta E_i/k_B T)}{\sum_j g_j \exp(-\Delta E_j/k_B T)} \frac{f_i}{\sum_j f_j} \quad (4.1)$$

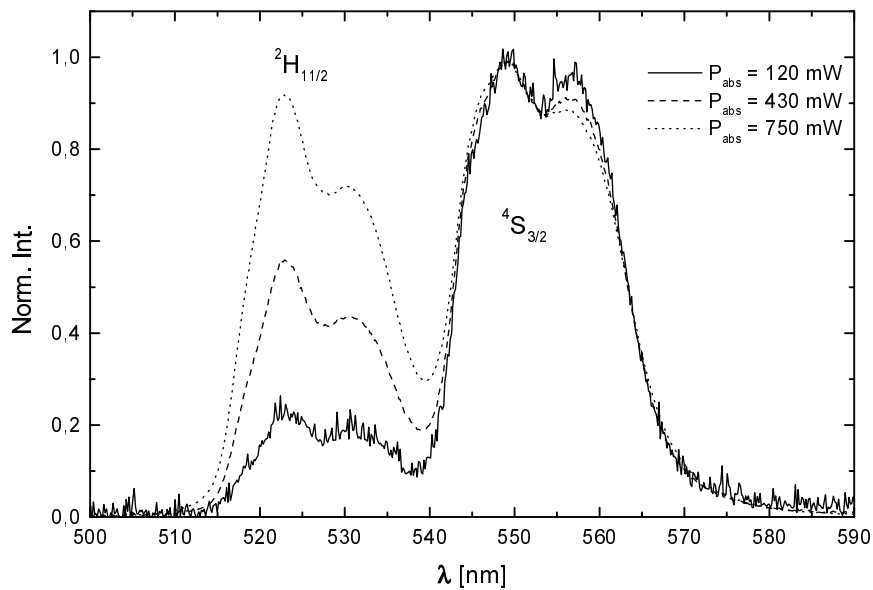


Abbildung 4.15: Entwicklung der grünen Upconversion mit steigender Pumpleistung in FP20.

mit ΔE_i dem Energieabstand zum untersten Multiplet des Niveaus mit einer Oszillatorenstärke f_i , den statistischen Gewicht g_i und k_B der Boltzmannkonstanten. Wie in der Berechnung der Emissionsquerschnitte nach der Reziprozitätsmethode (Gleichung 2.4 in Kapitel 2.4) wurde eine Gleichverteilung der Energieabstände und $g = 2$ angenommen mit Werten für die Oszillatorenstärke aus Tabelle 2.2. Das Verhältnis zwischen den beiden Intensitäten ergibt sich danach zu

$$\frac{I(^2H_{11/2})}{I(^4S_{3/2})} = \frac{\sum_{j=2}^7 I(j)}{\sum_{j=0}^1 I(j)} \quad (4.2)$$

Die Summation erfolgt über alle Multiplets des jeweiligen Niveaus.

In Abbildung 4.16 ist der Verlauf der experimentell bestimmten Intensitätsverhältnisse für verschiedene Dotierungskonzentrationen in Fluorid-Phosphat-Glas angegeben. An die experimentellen Werte angepasst wurde die gerechnete Kurve als Funktion der Glastemperatur. Durch direkten Vergleich der oberen und unteren x-Achse kann einer absorbierten Leistung eine Temperatur zugeordnet werden. Für 740 mW absorbierte Leistung ergibt sich danach ein Temperaturanstieg um 95-100 K im Pumpkanal. Da die Fluoreszenz eine Folge der Upconversion und damit einer intensiven Anregung der Probe ist, entspricht die gemessene Temperatur einem Mittelwert der Temperaturverteilung im Pumpkanal, der durch die Absorption der Laserdiode gegeben ist. Diese Temperaturwerte entsprechen denen in Kapitel 3.5.1 errechneten von 95 K und zeigen die gute Eignung dieser Messmethode für die Temperaturbestimmung.

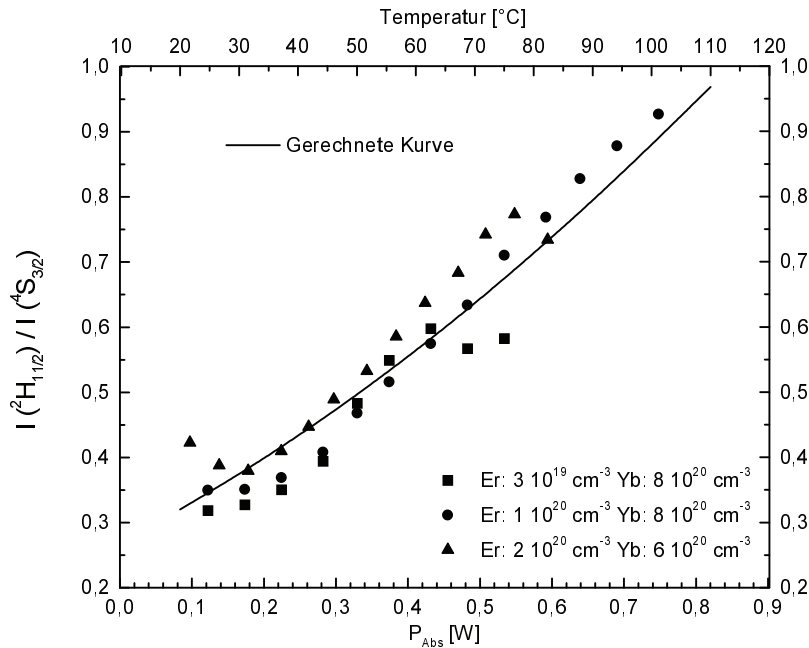


Abbildung 4.16: Intensitätsverhältnis der beiden grünen Upconversionlinien und angepasster, gerechneter Temperaturverlauf bei steigender Pumpleistung.

4.6.2 Thermische Schäden an Lasergläsern

Die angegebenen Ausgangsleistungen des Erbiumlasers in Abbildung 4.5 und die Glastemperatur in Abbildung 4.16 werden beide bis zu einer absorbierten Leistung um die 800 mW angegeben. Bei höheren Pumpleistungen weisen Fluorid-Phosphat und Phosphatgläser verschiedene Schäden auf. Einige Gläser konnten bis zu 1 W absorbieren und noch über eine halbe Stunde im kontinuierlichen Betrieb arbeiten bis sie brachen. Die beobachteten Schäden unterscheiden sich bei Phosphatglas und Fluorid-Phosphat-Gläsern deutlich, wie die Abbildungen 4.17 für QX und 4.18 für FP20 zeigen.

Beim Phosphatglas wurde ein Abknicken der Ausgangsleistung über einer kritischen Pumpintensität beobachtet (Kapitel 4.2). Wurde die Pumpleistung weiter erhöht bis ca. noch ein Viertel der maximalen Leistung vom Laser ausging, so verringerte sich danach die Leistung kontinuierlich weiter bis der Laser ganz verschwand.

Unter einem Polarisationsmikroskop war bei einer solchen Probe ein deutlicher Oberflächendefekt zu sehen mit einer runden Vertiefung deren Radius $\approx 55 \mu\text{m}$ mit dem Fokus, der bei diesem Experiment verwendeten OptoPower-Diode übereinstimmte. Diesen Defekt umgeben wie ein Kleeblatt vier helle Bereiche, die eine Verspannung im Glas anzeigen, die beim Abkühlen des Glases nach Abstellen der Pumpe permanent im Glas verblieb. Dieses Aufschmelzen ist bei den im Glas erreichten Temperaturen und einer Glasübergangstemperatur $T_G = 485 \text{ °C}$ [20] nicht zu erwarten. Mögliche Ursache wäre ein kleiner Oberflächendefekt, an dem die Absorption wesentlich überhöht ist und von dem ausgehend ein kleines Volumen

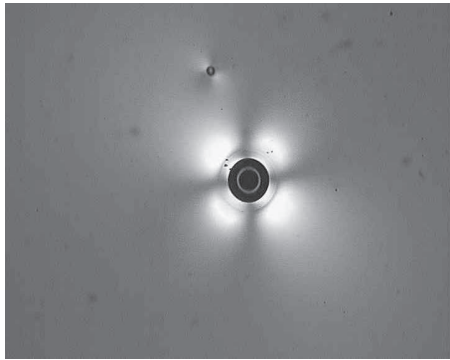


Abbildung 4.17: Schaden in Phosphatglas unter Polarisationsmikroskop.

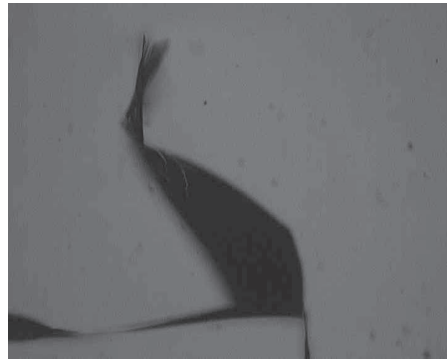


Abbildung 4.18: Schaden in Fluorid-Phosphat-Glas.

aufschmilzt. Durch die dort veränderten Absorptionsbedingungen wird weiter das benachbarte Volumen aufgeschmolzen und in der Folge lawinenartig der ganze Pumpkanal, was sich an einer Probe, die durch diese Belastung auseinandergebrochen ist, gezeigt hat.

Das Fluorid-Phosphat-Glas zeigte keine Veränderungen in seinem Laserverhalten bevor ein Schaden entsteht. In der Mikroskopaufnahme eines Sprungs von ca. 1 mm Länge ist ein Schaden zu erkennen wie er typischerweise beim Reißen eines Glases [73] infolge zu hoher Zugspannung auftritt. Danach bleiben keine Spannungen im Glas zurück, die auf ein Aufschmelzen schließen lassen.

Die maximale Zugspannung wurde in Kapitel 3.5.3 zu $\approx 1,9$ MPa bei 1 W absorbierter Leistung berechnet, mit dieser Spannung ergibt sich ein thermischer Schockparameter von $R \approx 0,1$.

Mit dieser Abgrenzung der maximal möglichen Pumpleistung, bevor das Glas dauerhaft geschädigt wird, sind die wichtigsten Kenngrößen für die Lasereigenschaften im kontinuierlichen Betrieb bestimmt.

Nach diesen Ergebnissen zeigt sich besonders die Notwendigkeit eine Pumpquelle mit guter Strahlqualität zu verwenden, um eine optimale Ausgangsleistung des Lasers zu erreichen. Den verfügbaren Pumpquellen sollten weiter die Dotierungskonzentration von Erbium- und Ytterbiumionen angepasst sein, um für das Gleichgewicht zwischen Verstärkung und Reabsorption ein Optimum zu finden.

Die höchste Laserleistung erreichte das Phosphatglas (QX), das gegenüber den anderen Gläsern eine doppelt so hohe Effizienz verbunden mit der halben Laserschwelle besitzt. Die thermischen Eigenschaften des Phosphatglases verhindern jedoch einen effektiven Einsatz bei hohen Pumpleistungen. Die geringere Leistung des Ultraphosphatglases (UP) sollte für Proben aus einem verbesserten Herstellungsverfahren, das geringere OH Konzentrationen im Glas erreicht, auf die Werte des Phosphatglases ansteigen. Das Fluorid-Phosphat-Glas (FP20) zeigte die nach der Theorie vorhergesagte Leistung, die nur mit einer veränderten Zusammensetzung des Grundglases noch zu steigern wäre. Die speziellen Vorteile des

Fluorid-Phosphat-Glases liegen jedoch in der breitbandigen Durchstimmbarkeit der Emission und seinen athermalen Eigenschaften.

Der Einfluss der Grundgläser auf das Laserverhalten ist also bei speziellen Anforderungsprofilen zu beachten, wie dem der breitbandigen Informationsübertragung, die den Einsatz von Fluorid-Phosphat-Glas mit seinem homogenen Verstärkungsprofil empfehlenswert macht.

Kapitel 5

Lasereigenschaften im gepulsten Betrieb

Die optimale Anpassung des Resonators und der Pumpbedingungen an die spektroskopischen Eigenschaften des Laserglases ermöglicht ein Maximum an Laserleistung im kontinuierlichen Betrieb wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt wurde. Eine ganze Reihe von Anwendungen erfordert aber einen gepulsten Betrieb des Lasers. Die gewünschte Pulsdauer reicht von wenigen Nanosekunden für die Telemetrie [44] bis zu einigen Femtosekunden bei einer Datenübertragung mit Solitonen in Glasfasern [84].

Für Erbiumlaser bei $1,55 \mu\text{m}$ im gütegeschalteten Betrieb werden aktive Verfahren wie akustooptische Modulatoren [85, 86] verwendet, die eine eigene elektronische Steuerung und Netzteile zur Spannungsversorgung benötigen. Eine Vereinfachung des Aufbaus lässt sich mit passiv sättigbaren Absorbern erreichen [87–89]. Diese Absorber basieren auf Er^{3+} , U^{2+} und Co^{2+} dotierten Kristallen mit relativ hohen Sättigungsintensitäten von 40–200 MW/cm^2 . Diese Intensitäten sind in Blitzlampen gepumpten Lasern mit Repetitionsraten von einigen Hertz erreichbar, aber nur bedingt in einem kontinuierlich mit Einzelemitter-Laserdioden gepumpten kompakten Aufbau. Für solche kompakte gütegeschaltete Erbiumlaser mit einigen μJ Pulsenergie und kHz Wiederholraten ist bis zum Zeitpunkt dieser Arbeit nur ein Laser dieser Bauart bekannt. Es handelt sich um einen Aufbau mit einem sättigbaren Halbleiterspiegel auf der Basis von Quantenfilmen ('Semiconductor Saturable Absorber Mirror' SESAM) [90], bei dem die Absorption eines wenige nm dünnen Halbleiterfilms aus InGaAsP durch den Laser ausgebleicht wird. Solche Spiegel werden mit einem speziellen Verfahren ('Metal-Organic Chemical Vapor Deposition' MOCVD) hergestellt [91, 92] und erfordern einen umfangreichen apparativen Aufwand.

Für Laser mit Pulsdauern im Femtosekundenbereich werden bei $1,55 \mu\text{m}$ vorwiegend passiv modengekoppelte Faserlaser verwendet [93, 94], die durch Ausnützen des nichtlinearen Brechungsindex n_2 zum Pulsen gebracht werden. Ein weiterer Ansatz beruht auch hier auf der Verwendung von Halbleiterfilmen [95], mit deren Hilfe ultrakurze Pulse erzeugt werden können.

Die Elemente für Güteschaltung und Modenkopplung auf der Basis von Nichtlinearitäten

in Halbleiterfilmen unterscheiden sich nur in der Modulationstiefe und der Relaxationszeit, mit der sich der Ausgangszustand nach dem Ausbleichen wiederherstellt. Das Ausbleichen geschieht durch Absorption von Photonen, die Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband heben, um dies bei Intensitäten von wenigen MW/cm² zu ermöglichen muss die Zustandsdichte im Halbleiter möglichst gering sein. Dies ist in niedrig dimensionalen Strukturen der Fall. In Halbleiterfilmen liegt eine 2-dimensionale Struktur ('Quantum-Wells') vor, bei der sich in der Filmebene die Festkörpereigenschaften erhalten. Für 1-dimensionale Strukturen spricht man von Quanten-Drähten und für 0-dimensionale Strukturen von Quanten-Punkten ('Quantum-Dots').

Diese Quanten-Punkte können eine interessante Alternative zu den Quantenfilmen darstellen, da sie ein in weiten Bereichen ähnliches Verhalten zeigen [96,97] und darüber hinaus mit einfachen Mitteln der Glastechnologie herzustellen sind [26,98]. Bekanntestes Beispiel hierfür sind die Bandkantenfilter (z.B. Schott RG Serie), mit denen unter Verwendung einer 20 µm dicken Schicht RG850 selbststartende Femtosekundenlaser auf Titan:Saphir-Basis [99] erzielt werden konnten.

5.1 PbS Quanten-Punkt dotierte Gläser als sättigbare Absorber

Für den Spektralbereich um 1,55 µm eignen sich PbS Quanten-Punkt dotierte Gläser mit ihrer Absorptionskante in diesem Bereich. Die theoretischen Grundlagen sollen hier kurz erläutert werden.

Für Abmessungen eines Halbleiters von wenigen nm kommt diese der de-Broglie Wellenlänge der Elektronen nahe [100]. Die Elektronen können danach nicht mehr in der Näherung für ein unendlich periodisches Potential mit einer effektiven Elektronenmasse m_{eff} betrachtet werden. Ein Elektron-Loch-Paar, das nach der Absorption eines Photons entsteht, wird durch die Coulombwechselwirkung ein Exciton bilden, das durch folgenden Hamiltonoperator beschrieben wird [101]

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_e}\nabla^2 - \frac{\hbar^2}{2m_h}\nabla^2 - \frac{e^2}{\varepsilon|r_e - r_h|} + V_e^{\text{conf}}(r_e) + V_h^{\text{conf}}(r_h) \quad (5.1)$$

\hbar ist die Planckkonstante und $M = m_e + m_h$ die Gesamtmasse von Elektron m_e und Loch m_h . Mit der Elementarladung e , der Dielektrizitätskonstante im Medium ε , das die Quanten-Punkte aufnimmt und der Ortskoordinate von Elektron r_e und Loch r_h . $V_{e,h}^{\text{conf}}(r_{e,h})$ ist das Potential des Halbleiters gegen die ihn einschließende Glasmatrix, die als ein unendlich hoher Potentialtopf genähert wird. Aufgrund der großen Unterschiede der Bandlücken von Glas und Halbleiter ist dies für nicht zu kleine Kristallite in niedrig angeregten Zuständen möglich. Durch Separation in Schwerpunkts- und Relativkoordinaten erhält man in Analogie

zum Wasserstoffproblem für die Schrödinger-Gleichung eine Lösung mit Energieeigenwerten für PbS Quanten-Punkte, die als 'künstliche Atome' angesehen werden können

$$E'_g(n) = E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2\mu R^2} \quad (5.2)$$

mit der Bandlücke E_g im Festkörper, der reduzierten Masse $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$, der Quantenzahl n und dem Kristallradius R . Die Lösung der Hamiltongleichung ergibt weiter einen Excitonenradius

$$R_{e,h} = \frac{\hbar^2 \varepsilon}{m_{e,h} e^2} \quad (5.3)$$

für Elektronen m_e und Löcher m_h . Abhängig vom Größenverhältnis zwischen Kristall- und Excitonenradius spricht man von starken, mittleren und schwachen Einschluss der Elektronen- und Lochbahnen. Tabelle 5.1 fasst die verschiedenen Einschlussgrade mit der damit verbundenen Energieverschiebung und je einem praktischen Beispiel zusammen.

Tabelle 5.1: Übersicht der verschiedenen Einschlussgrade in Quanten-Punkten nach [102].

Einschluss	Kristallgröße R	Energieverschiebung	Beispiel
Stark	$R < R_e, R_h$	$\hbar^2 / 2R^2 \mu$	PbS : $R_e = R_h = 9\text{nm}$
Mittel	$R_e < R < R_h$	$\hbar^2 / 2R^2 m_e$	CdSe : $R_e = 3\text{nm}, R_h = 0,5\text{nm}$
Schwach	$R > R_e, R_h$	$\hbar^2 / 2R^2 M$	CuCl : $R_e, R_h = 0,5\text{nm}$

Aus der Tabelle ist zu ersehen, dass PbS im Bereich des starken Einschlusses liegt und in Gleichung 5.2 mit der reduzierten Elektronenmasse μ gerechnet werden muss. Die Bandlücke E_g von PbS beträgt 0,41 eV im Festkörper und für typische Größen der Kristallite von 4-10 nm liegt der Grundzustand der excitonischen Absorption einer Punktgröße von ≈ 7 nm um die 1500 nm und verschiebt sich mit zunehmender Größe $E'_g \propto R^{-2}$ weiter ins Infrarote.

In Abbildung 5.1 werden die Bandlücke des Festkörpers und die niedrigsten Übergänge der Excitonen im Quanten-Punkt miteinander verglichen. Deutlich wird die größere Bandlücke beim Einschluss. Abbildung 5.2 zeigt die Dispersionsbeziehung der Excitonen, die dicht vor der Kontinuumsabsorption unterhalb der Bandkante liegen. Durch den geringen Photonenimpuls wird eine Absorption fast immer senkrecht zur Impulsachse K erfolgen. Die diskreten Excitonenzustände sind durch den Laser bei wesentlich niedrigeren Intensitäten auszubleichen als das Kontinuum der Übergänge zwischen Valenz- und Leitungsband. Die minimale Breite der Absorptionsmaxima der Excitonenübergänge wird durch die Größenverteilung der Kristalle im Glas, die von den Wachstumsbedingungen abhängen, festgelegt.

Die in dieser Arbeit verwendeten PbS-Gläser wurden von N. Borrelli aus dem CORNING Research and Development Center [102, 103] zur Verfügung gestellt. Die Herstellung der

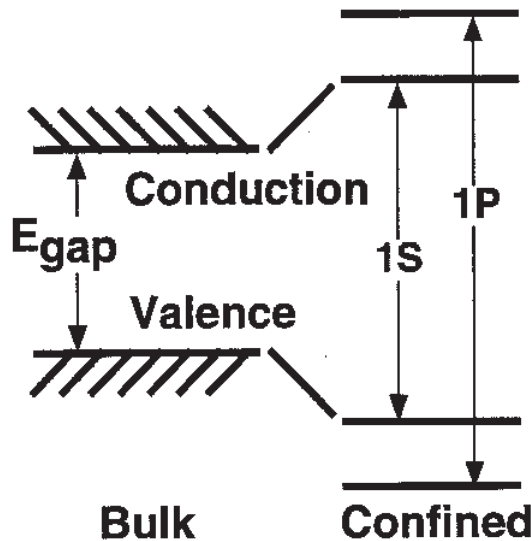


Abbildung 5.1: Vergleich der Bandlücke von Festkörper und Quanten-Punkt mit seinen Excitonübergängen.

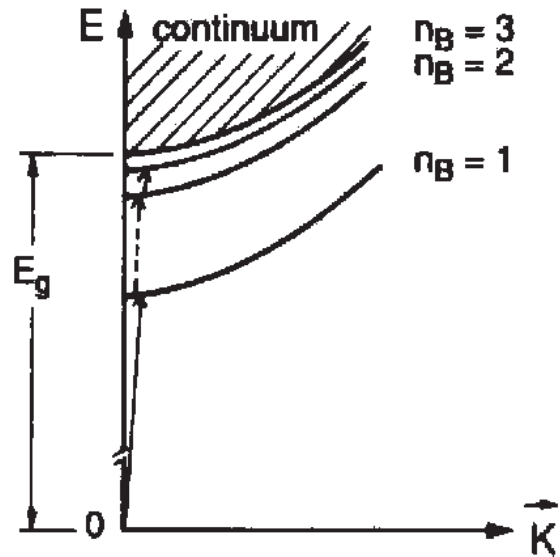


Abbildung 5.2: Dispersion der Excitonniveaus im starken Einschluss nach [101].

Proben geschah wie folgt. Als Ausgangsbasis wurde eine Schmelze mit den Grundstoffen, Anteile in Gewichtsprozent, 59,1 SiO_2 4,16 Al_2O_3 14,6 Na_2O 14,8 ZnO 3,87 PbO und 1,45 S in einem Tiegel aus Fused-Silica bei 1350 °C für drei Stunden geschmolzen und geläutert und danach zum Ausheilen von Inhomogenitäten bei 450 °C stehen gelassen. Die Schmelze muss unter reduzierenden Bedingungen erfolgen, da sonst der Schwefel durch Oxydation verloren geht [26]. Auch ist der Zusatz von ZnO bei allen Quanten-Punkt dotierten Gläsern erforderlich. Das nach der Schmelze noch durchsichtige leicht gräulich gefärbte Glas enthält PbS noch in atomarer Form. Die Kristalle wurden danach in einem zweistufigen Temperprozess erzeugt. Im ersten Schritt wurden bei Temperaturen von 450-550 °C, die über der Temperatur des Glasübergangs aber unterhalb der Schmelztemperatur des Glases liegen, Nukleationskeime erzeugt. Diese Keimbildung soll möglichst gleichmäßig erfolgen, um später über das ganze Glasvolumen ein Wachstum von Kristallen gleicher Größe zu ermöglichen. Die Zeitdauer hierfür beträgt etwa 16 Stunden. Durch die Erhöhung der Temperatur um 50-100 °C sind die verteilten Halbleitermaterialien in der Lage, entsprechend des Konzentrationsgradienten zu den Keimen zu diffundieren und sich dort anzulagern. Dies wird als normales oder diffusionsbestimmtes Wachstum bezeichnet. In diesem Stadium wird die Anzahl der Keime als konstant betrachtet, während die atomare PbS Konzentration stetig abnimmt. Die Zeitabhängigkeit der Kristallitradien R beim Wachstum ist durch $R^2 = R_0^2 + \text{const} \cdot t$ gegeben mit R_0 der Keimgröße. Nach einer halben bis einer Stunde färbt sich das Glas durch die Verschiebung der Absorption ins Infrarote schließlich Dunkelbraun bis Schwarz. Die Absorptionskante lässt sich je nach Temperung über einen weiten Bereich

verschieben. Beim PbS liegt das erste Absorptionsmaximum der Excitonen zwischen 1,3 und 2,5 μm . Die untere Grenze ist durch die kleinste noch im Glas stabile Kristallgröße, die obere Grenze durch die maximale Löslichkeit von PbS im Glas und dem Übergang zu Festkörpereigenschaften bestimmt.

Abbildung 5.3 zeigt die gemessene Absorption der verschiedenen Proben mit ihren unterschiedlichen Radien entsprechend den jeweiligen Temperbedingungen.

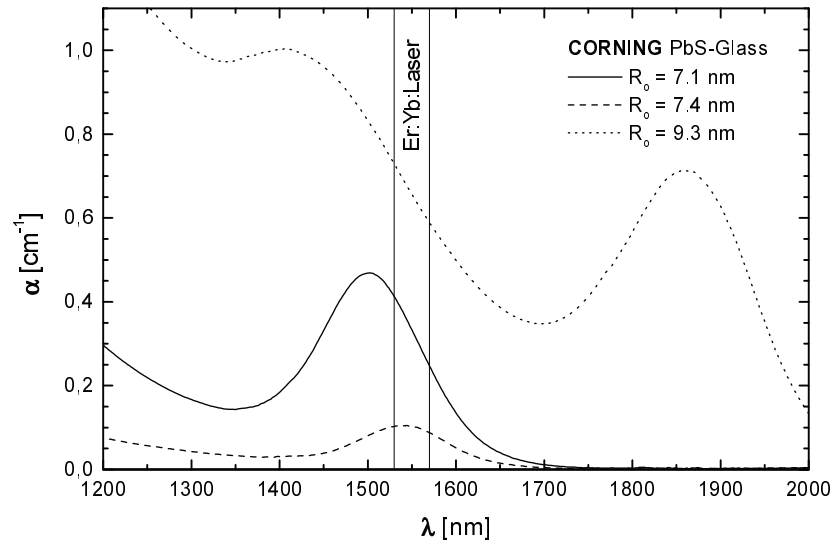


Abbildung 5.3: Absorption der PbS Quanten-Punkt dotierten Gläser für verschiedene Kristallitradien.

Für die Experimente wurden freitragende Plättchen, $8 \times 8 \text{ mm}^2$, unterschiedlicher Dicke von 200-400 μm geschnitten und poliert. Für geringere Dicken wurden die Proben auf 1 mm Infrasilträger aufgekittet und auf 50-100 μm heruntergeschliffen.

5.2 Gütegeschalteter Mikrolaser

Die Entwicklung kohärenter Strahlquellen geht hin zu sehr kompakten Lasern, da diese durch einen einfachen Aufbau wartungsarm und einfach in andere Systeme zu integrieren sind. Eine weitestmögliche Vereinfachung bringt das Konzept des Mikrochiplasers [104], der mit einem monolithischen Aufbau nur noch aus dem aktiven Material besteht, auf das die Laserspiegel direkt aufgebracht sind. Die Stabilitätskriterien des Resonators werden bei einer Fabry-Perot Konfiguration mit Plan-Plan Spiegeln durch thermische Linseneffekte oder Führung durch den Pumpstrahl erreicht. Durch mikrolithographische Formung der Endflächen [105] kann noch ein stabiler Resonator entstehen, in dem der sättigbare Absorber mit

dem Lasermaterial in eine Schichtstruktur gebracht wird. Der Aufbau eines gütegeschalteten Lasers mit einer Resonatorlänge von wenigen mm, der auch als Mikrolaser bezeichnet wird, wird in diesem Abschnitt beschrieben.

5.2.1 Theorie für passive Güteschaltung

Die Abschätzung der Lasereigenschaften im gepulsten Betrieb ermöglicht, wie die Analyse des kontinuierlichen Betriebs in Kapitel 3.4, eine Optimierung der wichtigsten Lasergrößen. Dazu gehören über die Laserschwelle P_{th} und die Effizienz η hinaus die Pulsenergie E_p , die Pulsdauer τ_p und die Pulswiederholrate f_{rep} . Die Besetzungsdichte des Laserniveaus und die Photonendichte im Resonator ändern sich in einer kontinuierlich wiederholenden Weise [3]. Es werden verschiedene Phasen der Pulsentwicklung unterschieden. In der ersten Phase ist die Photonendichte und die Intensität am Absorber noch gering und eine Laseremission baut sich langsam auf. Mit ansteigender Intensität bleicht der Absorber aus, und der Resonatorverlust $q(t) = q_o + L$ wird geringer, weil die Verluste des Absorbers q_o durch Ausbleichen verschwinden. Danach steigt die Intensität noch schneller an, da sich die Besetzungsinversion nun weit über der Laserschwelle für niedrige Resonatorverluste L befindet. Die nächste Phase ist gekennzeichnet durch extremes Anwachsen der Laserleistung bis zu dem Punkt, an dem die Besetzungsinversion bis zur Laserschwelle für niedrige Verluste abgebaut ist. Hier verschwindet die Laseremission und der Absorberverlust q_o steigt wieder an und verhindert ein Einschwingen auf einen Gleichgewichtszustand der Niveaubesetzungen. Danach beginnt der Vorgang erneut.

Die entsprechende Theorie von [106] für passiv gütegeschaltete Laser mit schnellen Öffnungszeiten für den sättigbaren Absorber gibt einige einfache Formeln für seine wichtigsten Kenngrößen an:

$$E_p \approx 2q_o\pi\omega_l^2 \frac{h\nu_l}{2\sigma_l} \eta_c \quad (5.4)$$

$$\tau_p \approx 7,04 \frac{l}{cq_o} \quad (5.5)$$

$$f_{rep} = \frac{\eta(P_p - P_{th})}{E_p} \quad (5.6)$$

Die Pulsenergie E_p ist danach proportional zur Fläche des Lasermodes $\pi\omega_l^2$ und der Modulationstiefe q_o sowie der Auskoppelleffizienz η_c nach Gleichung 3.11. Die Pulslänge τ_p ist dagegen vom Kehrwert von q_o abhängig. Eine hohe Verlustmodulation bringt somit hohe Pulsenergien bei kurzen Pulsdauern. τ_p ist weiter proportional zur Resonatorlänge l , da sich in einem kurzen Resonator ein Puls schneller aufbauen kann. Die Wiederholrate f_{rep} wird von den Lasereigenschaften des Materials über die Effizienz (Gleichung 3.8) und die Laserschwelle (Gleichung 3.7) mit den entsprechenden Resonatorverlusten bestimmt. Durch die Abhängigkeit von der Pulsenergie wird die Wiederholrate mit steigenden q_o kleiner, da

die Zeitspanne für das Erreichen der verlustbedingt höheren Schwelle bei konstanter Pumpleistung länger dauert. Die lineare Abhängigkeit von der Pumpleistung P_p führt zu einem Ansteigen der Wiederholrate, wohingegen die anderen Größen konstant bleiben.

5.2.2 Experimentelle Ergebnisse

Die Aussagen des vorhergehenden Abschnitts für maximale Pulsenergie und minimale Pulsdauer legen die wichtigsten Parameter für einen Resonator bereits fest. In Abbildung 5.4 ist der untersuchte Aufbau skizziert. Die Polaroid-Diode wurde nach Kollimation mit einer $f_1 = 75$ mm Linse mit einer $f_2 = 150$ mm Linse ins Laserglas fokussiert. Der Resonator bestand aus zwei Spiegeln mit Beschichtungen wie in Kapitel 4.2, die einen Abstand von 4-5 mm hatten. Der Einkoppelspiegel besitzt einen Radius von $R = 75$ mm, der Auskoppelspiegel ist Plan bzw. besitzt einen Radius von 150 mm, die Stabilitätsbedingungen und Lasermoderadien werden in Anhang A behandelt. Zwischen den beiden Spiegeln standen die unbeschichteten Proben. Das Laserglas und der PbS Absorber standen gegeneinander frei justierbar in einem Abstand von < 1 mm im Resonator. Durch den kompakten Aufbau war eine Kühlung des Laserglases nicht mehr möglich, was die Laserleistung verringerte. Für einen Vergleich mit den Ergebnissen der Lasertests mit dem Resonator aus Abbildung 4.4 wurde der Mikrolaser zuerst im kontinuierlichen Betrieb ohne Absorber mit 1,8 mm dicken Glasproben untersucht. Tabelle 5.2 fasst die Ergebnisse für Effizienz und Schwelle für verschiedene Lasergläser zusammen.

Tabelle 5.2: Lasereigenschaften im kontinuierlichen Betrieb für Phosphat QX, Ultraphosphat UP und Fluorid-Phosphat FP20 Gläser im Mikrolaser-Aufbau Abbildung 5.4.

Glas	Effizienz (%)	P_{th} (mW)
QX	15,8	100
UP	10,4	240
FP20	9,7	255

Für die beiden Phosphatgläser und das Fluorid-Phosphat-Glas ergaben sich fast gleiche Effizienzen wie in Kapitel 4.2, lediglich die Laserschwellen lagen durch das veränderte Abbildungsverhältnis von 75/150 etwas höher.

Mit Einfügen des sättigbaren Absorbers in den Resonator zeigten alle drei Lasergläser eine gepulste Emission mit Pulsformen wie sie in Abbildung 5.5 gezeigt sind. Die Pulsdauer verringerte sich deutlich für Absorber mit größerer Dicke und entsprechend höherer Modulationstiefe wie es nach der Theorie erwartet wird. Die Verkürzung der Pulsdauer trat stärker an der ansteigenden Flanke auf als bei der abfallenden.

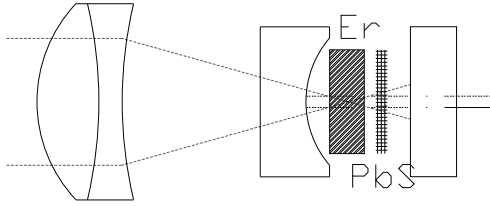


Abbildung 5.4: Aufbau des Mikrolasers mit sättigbarem Absorber.

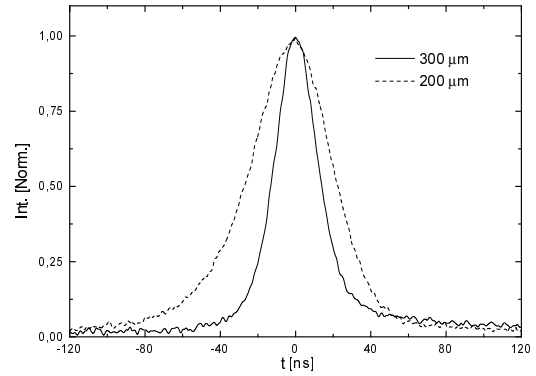


Abbildung 5.5: Gütegeschaltete Pulse mit PbS Absorbern unterschiedlicher Dicke.

Auch lag die Anstiegsdauer der einsetzenden Emission über der der schneller abfallenden Emission des abklingenden Pulses.

Im Vergleich mit den Pulsformen anderer passiv gütegeschalteter Laser [3, 107] fällt das schnelle Abklingen der Emission auf im Gegensatz zu Lasern mit dotierten Kristallen als Absorber. Dieses schnelle Verschwinden der Laseremission tritt auch bei [90] mit Verwendung eines sättigbaren Halbleiterspiegels auf. Der Grund hierfür liegt in den, verglichen mit den Pulsdauern, schnellen Erholzeiten dieser Absorber, die schon mit abnehmender Laserintensität wieder einen ansteigenden Verlust einbringen und so eine weitere Emission unterbinden. Regeneriert sich der Absorber dagegen nach dem Ausbleichen erst über einen längeren Zeitraum, kann nach dem Laserpuls noch eine geringe Emission stattfinden.

Untersuchungen zu Relaxationszeiten und Sättigungsintensitäten von PbS dotiertem Glas sind bislang nur von wenigen Gruppen ausgeführt worden [108, 109]. Diese Arbeiten ergaben eine Sättigungsintensität von $I_s \approx 0,18 \text{ MW/cm}^2$ und eine entsprechende Sättigungsfluenz von $\approx 10 \text{ μJ/cm}^2$ mit einem nichtsättigbaren Anteil der Absorption von $\approx 2 \%$ in der Nähe der ersten Excitonabsorption. Die Dynamik des Ausbleichens ist abhängig von der Anregungsdichte und deren spektraler Lage. Die Relaxation ist bei gleicher Anregung um die zweite Excitonabsorption schneller mit 1-4 ps als beim ersten mit 50-200 ps. Für den gütegeschalteten Laser wurde daher ein Absorber mit Quanten-Punkt-Radien von 7,4 nm verwendet (Abbildung 5.3) da seine Relaxationszeit am besten zu den erwarteten Pulsdauern passte. Für diesen Absorber, dessen erste Excitonenabsorption um $1,55 \text{ μm}$ liegt, ist $\alpha = 0,1 \text{ cm}^{-1}$ und für Dicken von 200 und 300 μm ist $q_0 = 0,2$ bzw. 0,3 %. Der Auskoppelgrad des Lasers betrug 1 %.

Abbildung 5.6 zeigt Pulsenergie, Pulsdauer und Wiederholrate gegen die absorbierte Leistung für ein Fluorid-Phosphat-Glas. Die mittlere Ausgangsleistung lag unter der im kontinuierlichen Betrieb. Während die Laserschwelle sich nur gering erhöhte, erreichte die Effizienz für FP20 und UP Glas mit 1 % nur rund ein Zehntel des Wertes aus Tabelle 5.2.

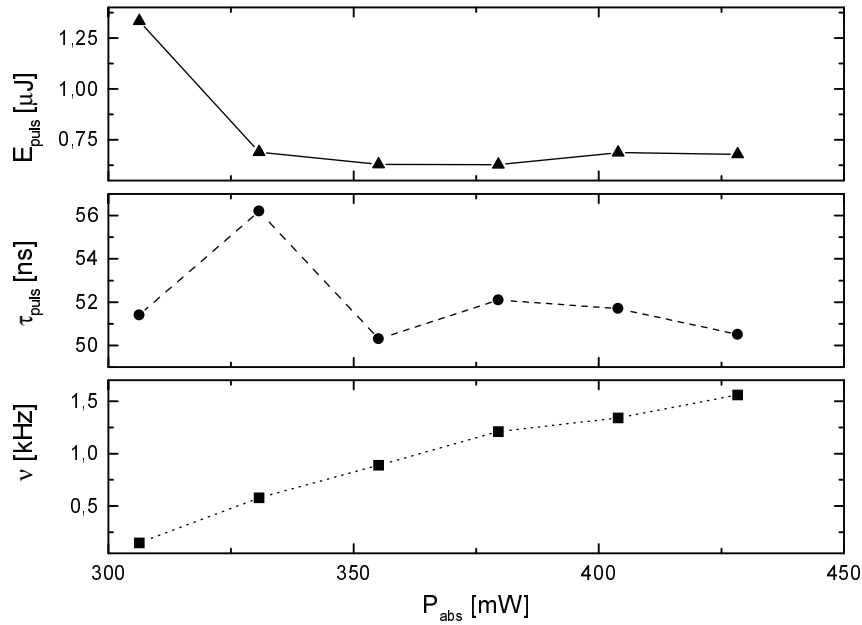


Abbildung 5.6: Pulsenergie, Pulsdauer und Repetitionsrate von Fluorid-Phosphat-Glas mit einem 200 μm dickem Absorber.

Die Pulsenergie ist nach Formel 5.4 von der Auskoppel-effizienz abhängig und sollte für Verluste in der Größenordnung des Auskoppelgrads 5 μJ betragen. Die Repetitionsrate sollte dementsprechend bei einigen hundert Hertz liegen. Die beobachtete Pulsenergie von rund 0,75 μJ und die Repetitionsrate bis zu 1,5 kHz lassen zusammen mit der geringen Effizienz auf einen starken Verlustmechanismus durch Einbringen des Absorbers schließen. So verringert sich die Pulsenergie mit steigenden Resonatorverlusten und entsprechend wird die Repetitionsrate höher. Der Einfluss eines höheren Verlustes wurde schon in Kapitel 4.4 gezeigt. Dieser Verlust kann zwei verschiedene Ursachen haben. Zum einen haben die verwendeten Proben durch die Bearbeitung einen kleinen Keilwinkel, der durch den Rückreflex eines He-Ne Lasers zu 0,3-0,7 Grad bestimmt wurde. Da Laserglas und Absorber senkrecht zur Strahlachse stehen geht dadurch ein Teil der umlaufenden Photonen durch Reflexion verloren. Weiter kann die kurze Relaxationszeit des Absorbers, die um eine Größenordnung kleiner ist als die Pulsdauer und dementsprechend für das Ausbleichen ständig Photonen absorbiert werden müssen, die Leistung beeinflussen. Mit $q_0 = 0,2 \%$ und einer optischen Länge des Resonators von ca. 5 mm sollte die Pulsdauer nach Formel 5.5 58 ns betragen. Die experimentellen Werte befinden sich mit 51-53 ns in guter Übereinstimmung dazu.

Abbildung 5.7 zeigt die Pulsgrößen für einen um das 1,5-fache dickeren Absorber. Die Pulsdauer für $q_0 = 0,3 \%$ lag für die gleiche Resonatorlänge bei 39 ns, was wieder gut zu den experimentellen Zeiten von 36-38 ns passt.

Energie und Wiederholrate lagen durch die hohen Verluste wieder unter den theoretischen

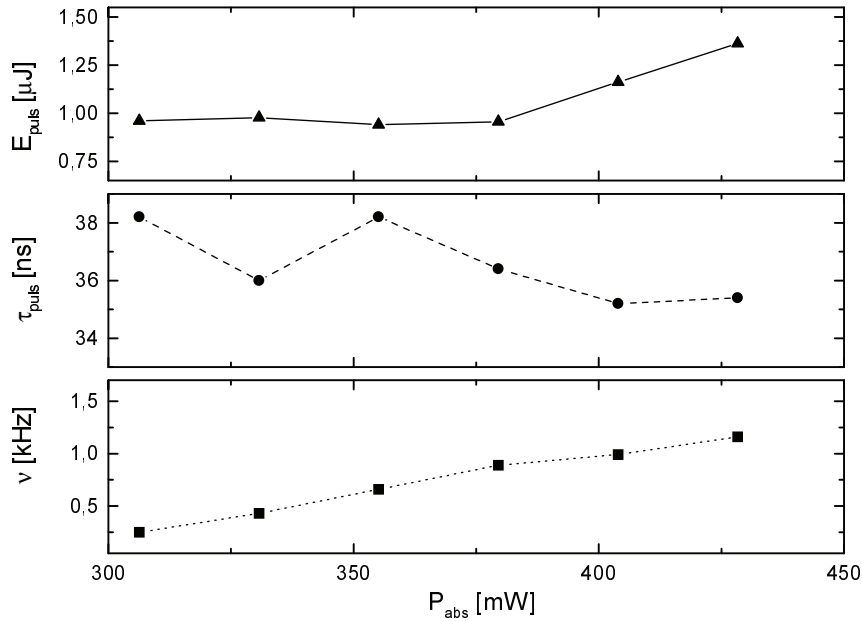


Abbildung 5.7: Pulsenergie, Pulsdauer und Repetitionsrate von Fluorid-Phosphat-Glas mit einem 300 μm dickem Absorber.

Werten, aber im Vergleich mit den Kurven des dünneren Absorbers (Abbildung 5.6) zeigte sich ein Anstieg der Pulsenergie um knapp 40 % und eine entsprechende Verringerung der Repetitionsrate. Diese Änderung rührt aus der erhöhten Verlustmodulation durch den dickeren Absorber wie es nach der Theorie erwartet wird.

Das Ultraphosphatglas verhielt sich ähnlich wie das Fluorid-Phosphat-Glas. Seine wichtigsten Größen sind zusammen mit denen der anderen Gläser in Tabelle 5.3 zusammengestellt. Für das Phosphatglas (Abbildung 5.8) ergaben sich höhere Pulsenergien von bis zu 1,7 μJ , obwohl die Erbiumdotierung und damit die gespeicherte Energie um eine Größenordnung geringer ist. Wegen des höheren Emissionsquerschnitts gegenüber FP20 und der besseren Glasqualität gegenüber UP, zusammen mit der höheren Quanteneffizienz im QX, wirken sich die Verluste im Phosphatglas nicht so stark aus. Das zeigt sich auch in der doppelt so hohen Effizienz verglichen mit den anderen Gläsern.

Die Pulsdauer lag mit 41-44 ns für eine Resonatorlänge von 4 mm im Rahmen der Theorie. Auch die Wiederholrate spiegelte mit bis zu 6 kHz die bessere Effizienz und die niedrigere Schwelle im Vergleich mit den anderen Gläsern wieder.

Abbildung 5.9 gibt die Werte für das Phosphatglas und einen Absorber mit $q_0 = 0,3 \%$ an. Dieses erreichte die besten Ergebnisse hinsichtlich Pulsenergie, bis zu 2,5 μJ , und Pulsdauer, um die 28-30 ns.

Die thermische Linse verhinderte, wie schon beim kontinuierlichen Betrieb, bessere Werte. So fiel die Wiederholrate im ungekühlten Glas mit steigender Leistung wieder ab. Beim

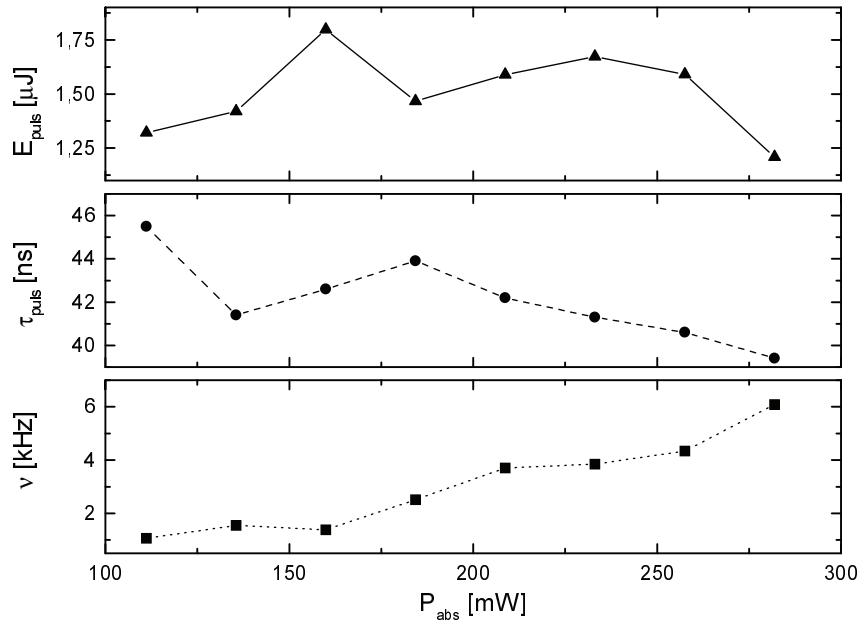


Abbildung 5.8: Pulsenergie, Pulsdauer und Repetitionsrate von Phosphatglas mit einem 200 μm dickem Absorber.

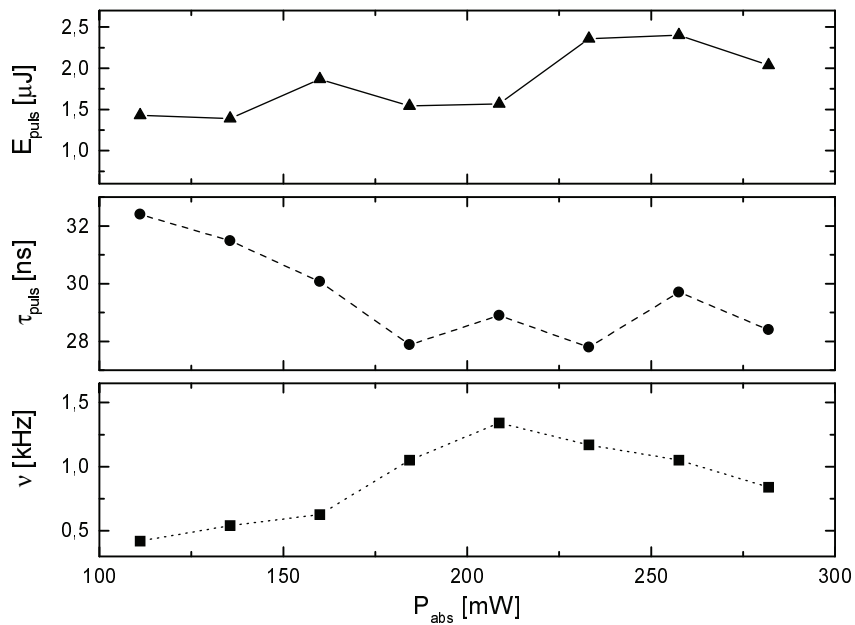


Abbildung 5.9: Pulsenergie, Pulsdauer und Repetitionsrate mit Phosphatglas und 300 μm dickem Absorber.

Übergang zu höheren Modulationstiefen zeigte sich, wie bei den anderen Gläsern, ein Anstieg der Pulsenergie und ein Rückgang der Pulsdauer sowie der Repetitionsrate.

Um Modenwettbewerb und die damit verbundenen Intensitätsschwankungen zu vermeiden

wird der Betrieb auf einer einzelnen longitudinalen Mode bevorzugt. Durch das relativ breite Verstärkungsprofil des Phosphatglases ist eine Emission auf nur einer longitudinalen Mode nur schwierig zu erreichen. Ein Gütefaktor hierfür ist $m = 2n\Delta f_g/\alpha c$ mit Δf_g der Halbwertsbreite der Verstärkung [106]. Für Erbiumglas ist $m = 26$ während er für Nd:YAG nur $m = 1,9$ beträgt. Durch die Etaloneffekte von unbeschichteten Laserglas und Absorber wurde die Bandbreite allerdings stark eingeschränkt, bis zur Auflösungsgrenze des Spektrometers von $\approx 0,1$ nm.

In Tabelle 5.3 sind die Durchschnittswerte der wichtigsten Lasereigenschaften der verschiedenen Gläser im gütegeschalteten Betrieb zusammengefasst

Tabelle 5.3: Eigenschaften der passiven Güteschaltung für Phosphat QX, Ultraphosphat UP und Fluorid-Phosphat FP20 Gläser.

Glas	d_{PbS} (μm)	E_{Puls} (μJ)	τ_{Puls} (ns)	P_{max} (W)
QX	200	1,51	42,1	35,9
	300	1,82	30,3	60,2
UP	200	0,66	44,4	14,8
	300	1,09	35,2	31,3
FP20	200	0,77	52,0	14,9
	300	1,06	36,6	29,1

Es zeigt sich der Vorteil des Phosphatglases mit seiner höheren Gesamteffizienz (Kapitel 4.2). Es ist für diese Anwendung besser geeignet als das Fluorid-Phosphat-Glas mit seiner breitbandigeren Emission. Spitzenintensitäten um die 60 W konnten so mit QX erreicht werden.

Beim Vergleich dieser Ergebnisse mit denen von [90] mit $q_0 = 5$ %, einer Resonatorlänge von 1 mm und 1,2 ns Pulsdauer entsprechen diese ebenfalls der Theorie. Ein monolithischer Aufbau mit geringeren Verlusten und einem höheren q_0 ermöglicht dort eine Pulsenergie von 4 μJ , was durch die Verluste in dem hier verwendeten Aufbau nicht möglich war. Die Relaxationszeit des Absorbers von 139 ps und die Sättigungsfluenz von 60 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ liegt in der Größenordnung der Werte von PbS, was die enge Beziehung der Effekte in Halbleiterfilmen und Quanten-Punkten zeigt. Weiter zeigt der effiziente Aufbau (39 %) den geringen Einfluss des ständigen Ausbleichens der schnellen Relaxation des Absorbers als Verlustquelle auf die Lasereffizienz. Die beobachteten Verluste rühren so mit großer Wahrscheinlichkeit von den keiligen Proben, die bei der Politur der dünnen Plättchen entstehen. Zur Vermeidung dieser Fehler müsste allerdings auf spezielle Techniken zur Herstellung zurückgegriffen werden, deren Nutzung im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war. Die Leistungsgrößen können sicherlich durch einen optimierten Aufbau mit einem monolithischen Resonator, der geringere

Verluste einbringt und einem höher Erbium dotierten Phosphatglas noch verbessert werden. Ein Effekt, der zur Leistungsdegradation führen kann, ist das sog. 'Photodarkening' [99] der Quanten-Punkt Gläser, das bei intensiver Bestrahlung auftritt. Die nichtsättigbare Absorption steigt dabei an und die Relaxationszeit nimmt ab, was auf Rekombination von Oberflächenzuständen der Quanten-Punkte nach Veränderungen an der Grenzfläche zum Glas zurückgeführt wird. Im Rahmen dieser Arbeit konnten keine Anzeichen für einen solchen Prozess gefunden werden, was die Stabilität der Kristallite in der Glasmatrix zeigt.

5.2.3 Potential des Lasers zur Entfernungsmessung

Kompakte und gütegeschaltete Laser, wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, eignen sich zur Entfernungsbestimmung durch Laufzeitmessung eines Laserpulses [110]. Die Entfernung d zu einem Objekt wird aus der Zeitverzögerung zwischen dem Aussenden des Pulses und der Messung des Rückreflexes nach

$$d = \frac{c}{2} \cdot \Delta t \quad (5.7)$$

bestimmt. Der mögliche Maximalabstand, der noch bestimmt werden kann, hängt vom Signal zu Rausch Verhältnis ('Signal to Noise Ratio' SNR) [111] ab

$$SNR = \frac{D^* P_s}{\sqrt{A \Delta f}} \quad (5.8)$$

die Strahlungsleistung P_s muss, um nachgewiesen zu werden, wenigstens ein Signal erzeugen, das genau so groß ist, wie das ohne P_s gemessene. Diese rauschäquivalente Strahlungsleistung ('Noise Equivalent Power' NEP) ist mit $NEP = \sqrt{A \Delta f} / D^* = P_s / SNR$ gegeben. Die Detektion mit einer ungekühlten InGaAs Photodiode (Hamamatsu G3476-03) mit einer spezifischen Detektivität $D^* = 5 \cdot 10^{12} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$, einer Fläche von $A = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$ und einer Bandbreite von $\Delta f = 400 \text{ MHz}$ erfordert eine NEP Leistung von 0,2 nW. Um fehlerhafte Messungen zu vermeiden, sollte $P_s \approx 2 \text{ nW}$ wenigstens eine Größenordnung über NEP liegen. Die von einem Objekt, z.B. von einem Retroreflektor an einem Automobil, zurückgestreute Leistung, die im Detektor gemessen wird, kann mit [112]

$$P_s = \frac{\rho \Phi^2 T_{atm}}{4d^2} P_{laser} \quad (5.9)$$

bestimmt werden. Der rückgestreute Anteil ρ der Laserleistung P_{laser} wird von einer Sammeloptik mit Radius Φ eingefangen bei einer Transmission der Atmosphäre T_{atm} über die Messdistanz d . Die maximal noch sicher detektierbare Entfernung mit einem Anteil der rückgestreuten Leistung von $\rho = 0,1$ der 60 W Laserleistung und einer Linse mit 5 cm Durchmesser liegt an einem klaren Tag $T_{atm} = 0,8$ um 1200 m. Die minimale Entfernung bei der noch zwischen zwei Impulsen unterschieden werden kann, liegt für 30 ns lange Pulse bei 4,5 m.

Einen prinzipiellen Aufbau für eine solche Entfernungsmessung zeigt Abbildung 5.10. Direkt nach dem Laser wird ein Referenzsignal in einen Detektor PD_1 abgezweigt während das eigentliche Messsignal von einem entfernten Objekt zurückgestreut und mit PD_2 erfasst wird.

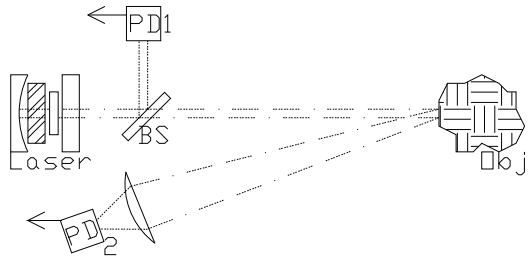


Abbildung 5.10: Aufbau zur Entfernungsmessung mit lauffzeitverzögerten gütegeschalteten Pulsen.

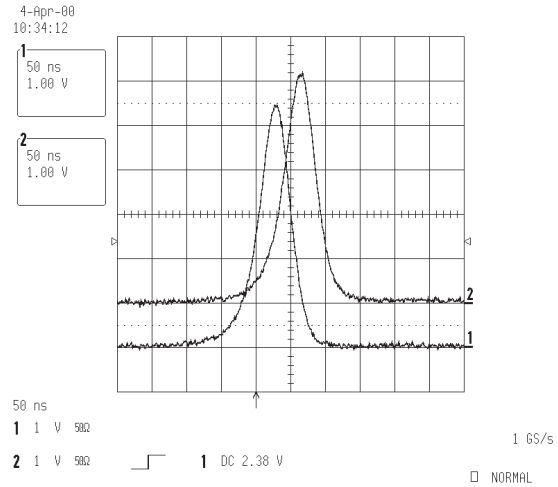


Abbildung 5.11: Oszilloskopaufnahme eines gütegeschalteten Pulses mit einer lauffzeitverzögerten Referenzmessung.

Im Labor lässt sich ein solcher Aufbau nur für geringe Entfernungen testen, die durch Umlenken des Lasers über Spiegel entlang der Länge des optischen Tisches zu verwirklichen sind. Beide Signale werden in einem Oszilloskop miteinander verglichen. Ein Beispiel für eine solche Messung gibt Abbildung 5.11 mit zwei Photodiodensignalen, die um ≈ 40 ns bzw. $d = 6$ m verzögert sind.

Mit einer Spitzenleistung von 60 W kann, wie im vorhergehenden gezeigt, Telemetrie für kurze und mittlere Distanzen von 5-1000 m betrieben werden, was z. B. für eine Anwendung in der Kollisionswarnung bei Automobilen [113] interessant ist. Mit einem monolithischen Aufbau, der sehr kompakt und unempfindlich gegen Dejustierung ist, und der geringere Verluste bei einer kürzeren Resonatorlänge besäße, sollten noch kürzere Pulsdauern und höhere Spitzenleistungen möglich sein.

5.3 Passive Modenkopplung

Pulse von einigen Pikosekunden Dauer oder weniger werden durch das Koppeln verschiedener longitudinaler Moden erreicht. Im Gegensatz zum Güteschalten, wo die Verluste sich über viele Resonatorumläufe verändern und die Besetzungsinversion periodisch um die Laserschwelle schwankt, verändern sich die Verluste beim Modenkoppeln periodisch mit der Umlaufzeit im Resonator und die Besetzungsinversion bleibt ständig über der Laserschwelle. Die einzelnen longitudinalen Moden erfahren abhängig von ihrer gegenseitigen Phasenbe-

ziehung höhere oder niedrigere Verluste. Beim Modenkoppeln mit sättigbaren Absorbern müssen die Moden eine feste Phasenbeziehung zueinander besitzen, um sich durch konstruktive Interferenz zu einem kurzen Laserpuls zu überlagern. Durch die höhere Intensität des Laserpulses gegenüber der beim kontinuierlichen Betrieb bleicht der Absorber immer stärker aus je höher die Spitzenleistung ist und der Laser erfährt geringere Verluste. Relaxiert der Absorber in kürzerer Zeit, als der durch den Resonatorumlauf $T_R = 2l/c$ vorgegebenen, wieder in seinen Ausgangszustand, erfährt der Laser nur dann gleichbleibend niedrige Verluste, wenn die Phasenbeziehung zwischen den Moden bestehen bleibt.

Die Eignung von Halbleiter-Quanten-Punkt dotierten Gläsern zum Modenkoppeln wurden schon für Titan:Saphir [99] und Chrom:Forsterit [109] demonstriert. Beim Titan:Saphir können kommerzielle Glasfilter verwendet werden, um einen selbststartenden Femtosekundenlaser zu erhalten. Für den Spektralbereich des Forsteritlasers um 1300 nm sind solche Glasfilter nicht mehr erhältlich, auch ist die excitonische Absorption dieser Gläser nur schwach ausgeprägt verbunden mit einem hohen nichtsättigbaren Anteil an der Absorption. Die dort verwendeten PbS dotierten Gläser finden in dieser Arbeit eine Anwendung beim Erbiumlaser. Ein modengekoppelter Erbiumlaser, auf der Basis von Phosphatglas, mit Pulsen von 2,5 ps Dauer, konnte mit einem sättigbaren Halbleiterspiegel [114] demonstriert werden. Spektroskopische Untersuchungen an PbS dotierten Gläsern [108] zeigen, nach dem Ausbleichen der Absorption, Relaxationszeiten von wenigen Pikosekunden, die ein Modenkoppeln ermöglichen sollten.

5.3.1 Theorie der kontinuierlichen und gütegeschalteten Modenkopplung

Für einen Laser, der einen kontinuierlichen Zug modengekoppelter Pulse aussendet, sind außer einer schnellen Verlustmodulation noch weitere Bedingungen zu beachten. Nach dem Durchgang des Laserpulses durch das Verstärkermedium verändert sich die Besetzungsdichte und kann, falls diese Veränderung zu groß ist, zu Relaxationsschwingungen führen, deren Dauer einige μs betragen kann. Die kurzen Laserpulse liegen dann unter einer Einhüllenden von gütegeschalteten Pulsen. Für den Fall von Relaxationsschwingungen, die mit kurzen Pulsen verbunden sind, spricht man von gütegeschalteten Modenkoppeln ('Q-Switch Modelocking' QSML) im Gegensatz zum kontinuierlichen Modenkoppeln ('Continuous Wave Modelocking' CWML). Die Relaxationsschwingungen werden um so stärker unterdrückt je weiter Laser und Absorber in der Sättigung betrieben werden. Danach ergibt sich eine Beziehung für die minimal nötige Pulsenergie E_P im Resonator, die für CWML erforderlich ist [115]

$$E_P^2 > \underbrace{F_{sat,l} A_{eff,l}}_{Laserglas} \cdot \underbrace{F_{sat,a} A_{eff,a}}_{Absorber} \cdot \Delta q_o \quad (5.10)$$

mit $F_{\text{sat},l,a}$ der Sättigungsfluenz für Lasermaterial und Absorber und $A_{\text{eff},l,a}$ der effektiven Fläche, die der Lasermode im Lasermaterial bzw. im Absorber besitzt, sowie der Modulationstiefe Δq_0 . Für einen kontinuierlich modengekoppelten Laser ist eine niedrige Sättigungsfluenz von Absorber und Verstärkungsmedium notwendig, was im Fall von Erbium in Glas durch den geringen Emissionsquerschnitt (Kapitel 2.4) nur im geringen Maß erfüllt ist. Die Fläche der Lasermode bzw. ihre Intensität in den beiden Laserelementen ist entscheidend wie weit sie über ihrer Sättigungsintensität betrieben werden und wie groß die Empfindlichkeit gegen Schwankungen ist. Die minimalen Lasermodegrößen werden durch die Anforderungen an einen stabilen Laserresonator und den Überlapp mit der Pumpstrahlung (Anhang A) auf ca. $45 \mu\text{m}$ beschränkt. Die Neigung zu Relaxationsschwingungen ist auch von der Größe der Verlustmodulation Δq_0 abhängig, die um so kleiner ist, je kleiner die Störung durch das Ausbleichen des Absorbers ausfällt. Für $F_{\text{sat},l} = 14 \text{ J/cm}^2$, $F_{\text{sat},a} = 10 \mu\text{J/cm}^2$, $A_{\text{eff},l} \approx A_{\text{eff},a} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$, und $\Delta q_0 = 0,2 \%$ folgt aus Gleichung 5.10 eine minimale Pulsenergie von $E_P \approx 26 \text{ nJ}$ im Resonator. Für einen Auskoppelgrad von 1% und einer Wiederholrate von 80 MHz liegt die Grenze für CWML bei einer mittleren Leistung von $\approx 21 \text{ mW}$. Bei noch geringeren Pulswiederholraten nimmt die Pulsenergie zwar entsprechend zu, allerdings sind die nötigen Resonatorlängen von über 2 m nur noch schwer zu justieren.

5.3.2 Experimentelle Ergebnisse im Spiegelresonator

Die typischen Pulswiederholraten in modengekoppelten Lasern liegen um 100 MHz mit entsprechenden Resonatorlängen von $1,5 \text{ m}$. Dies wird in der Regel durch einen Z-förmigen Resonator erreicht. Der Laser besteht aus zwei langen Resonatorarmen in denen der Lasermode sich nur wenig ändert. Zwischen diesen Armen liegen zwei gekrümmte Spiegel, die einen Fokus formen in dem sich das Lasermedium befindet. Zum Eignungstest der PbS Gläser zum Modenkoppeln musste mit einem umfangreicheren Resonatoraufbau gearbeitet werden, der in Abbildung 5.12 gezeigt wird. Da im Laserglas und im Absorber hohe Intensitäten erreicht werden müssen, sind zwei unabhängige Fokuspositionen im Resonator mit einem Durchmesser des Lasermoden von $\approx 45 \mu\text{m}$ erforderlich. Dies wurde mit einer doppelten Faltung erreicht, deren Stabilitätsbedingungen in Anhang A behandelt werden. Das Laserglas und der Absorber standen unter dem Brewsterwinkel im Resonator, um Reflexionsverluste sowie parasitäre Etaloneffekte zu vermeiden und um einen polarisierten Laserstrahl zu erhalten. Die Dicke des Lasermediums betrug $1,8 \text{ mm}$. Der Absorber wurde auf 1 mm Infrasilsubstrate aufgekittet und auf 50 bis $200 \mu\text{m}$ abgeschliffen, um die Bedingung aus Gleichung 5.10 für ein geringes Δq_0 besser erfüllen zu können. Um Fehler bei der Abbildung der Diodenstrahlung zu verringern, wurden für die Faltungsspiegel am Laserglas Konkav-Konvex-Spiegel verwendet, die wie eine Nulllinse wirken. Da die Modenkopplung durch minimale Rückreflexe bereits entscheidend gestört werden kann, waren der Auskoppelspiegel und der plane Endspiegel mit einem 30° Keil versehen. Zwischen den bei-

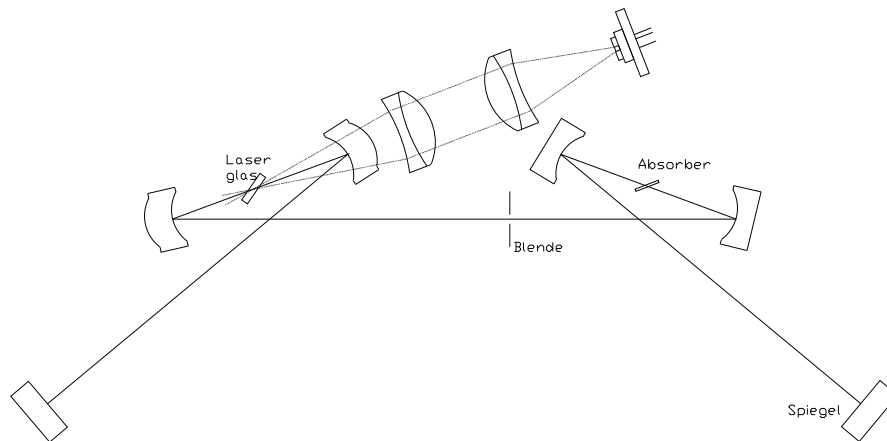


Abbildung 5.12: Aufbau zum passiven Modenkoppeln mit sättigbarem Absorber.

den Faltungen stand eine Blende, die zur Justage des Lasers durch einen Laserspiegel mit 1 % Transmission ersetzt wurde. Dadurch wurde ein unabhängiges Justieren der beiden Faltungen möglich. In einem ersten Schritt wurde der Laserresonator vom Auskoppelspiegel bis zur Position der Blende optimiert und danach die zweite Resonatorhälfte mit Hilfe der Emission des verkürzten Resonators justiert. Anschließend wurde der Laserspiegel durch die Blende ersetzt und der längere Resonator auf maximale Leistung nachjustiert.

Die Laserschwelle und die Effizienz lagen ohne sättigbaren Absorber bei Anregung mit der Polaroid-Diode, die mit einer 100 mm Linse kollimiert und einer 125 mm Linse fokussiert wurde um 250 mW und 9 % für das FP20. Das QX erreichte eine Schwelle von 60 mW und eine Effizienz von 15 %. Beim Einsetzen des Absorbers sank die Effizienz ab auf 4 % bei Fluorid-Phosphat und 3 % bei Phosphatglas. Die Schwelle erhöhte sich auf 290 mW bzw. 90 mW. In Kapitel 4.4 wurde der starke Einfluss der Resonatorverluste auf die Laserleistung aufgezeigt, was sich hier bestätigte. Nach dem Anschwingen des Lasers mit FP20 lief dieser bis zu einer absorbierten Leistung von 320 mW im gütegeschalteten Betrieb mit Pulsdauern von $\approx 1 \mu\text{s}$ und Wiederholraten von 1-4 kHz und sprang für geringfügig höhere Pumpleistung um in einen kontinuierlichen Betrieb, der ab einer absorbierten Leistung von 350 mW in eine gepulste Emission mit kurzen Pulsen überging. Beim Verringern der Pumpleistung durchlief der Laser erneut den kontinuierlichen Betriebszustand, der allerdings erst bei einer Pumpleistung unterhalb von 300 mW wieder in gütegeschaltete Pulse überging. Die maximale Ausgangsleistung vor dem Eintreten thermischer Schäden lag für FP20 mit 8 mW und für QX mit 10 mW noch deutlich von der Grenze für CWML entfernt.

Die erzielten Pulse sind in Abbildung 5.13 und 5.14 für unterschiedliche Zeitskalen dargestellt. Die Ausgangsleistung wurde über einen Strahlteiler aufgespalten und mit zwei Diagnostikverfahren untersucht, die über ein Oszilloskop ausgelesen wurden. Der Oszilloskopkanal 1, mit einem 50Ω Abschluss, zeigt die mit einer InGaAs Photodiode gemessene Intensität

der Laseremission. Im Oszilloskopkanal 2, mit einem $1\text{ M}\Omega$ Abschluss, wurde die Zweite-Harmonische ('Second Harmonic Generation' SHG) aus einem 1 mm dicken BBO-Kristall registriert, dabei wurden ca. $3\text{--}5\text{ mW}$ Laserleistung mit einer 75 mm Linse auf den Kristall fokussiert und die Zweite-Harmonische $\lambda_{\text{SHG}} = 780\text{ nm}$ mit einer großflächigen Si-Diode, die für Wellenlängen von $400\text{--}1100\text{ nm}$ empfindlich ist, detektiert.

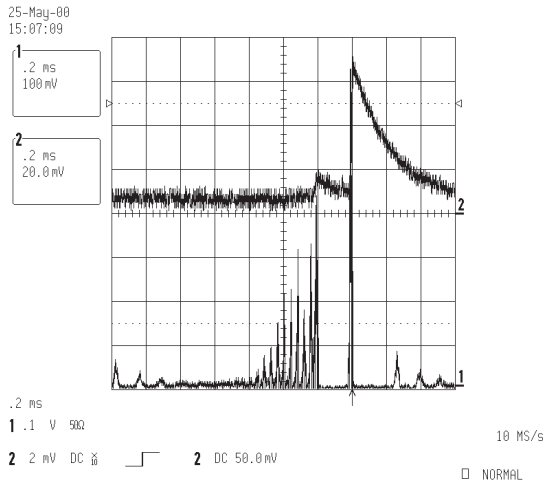


Abbildung 5.13: Oszilloskopaufnahme eines modengekoppelten Impulses mit Signal der Zweiten-Harmonischen nach dem Einschwingvorgang.

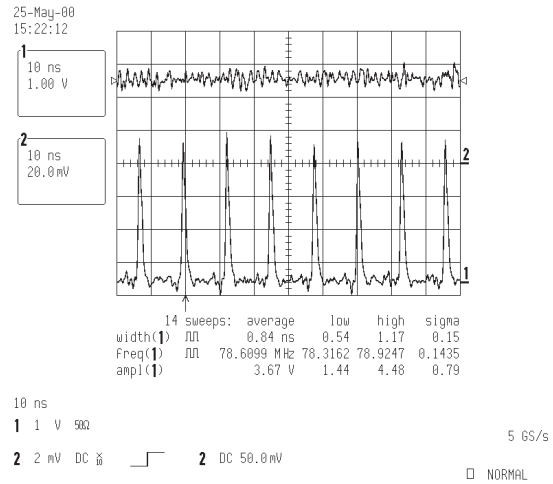


Abbildung 5.14: Oszilloskopaufnahme eines modengekoppelten Pulses mit Signal der Zweiten-Harmonischen in Nanosekundaufösung.

Nach dem Einschwingen des Lasers mit seinen Relaxationsspitzen, die frei von kurzen Pulsen sind, geht mit dem Abklingen der Relaxationsschwingungen die Laseremission in eine Folge von Pulsen niedriger Intensität über, deren Pulsdauer noch einige hundert ps betragen muss, da kein SHG-Signal zu beobachten ist. Mit dem raschen Ansteigen der Intensität nach knapp einer Millisekunde tritt zum ersten Mal ein kleines SHG-Signal auf. Die Laseremission setzt danach für ca. $200\text{ }\mu\text{s}$ aus, um dann für $20\text{ }\mu\text{s}$ mit einer Folge kurzer Pulse wiederzukommen. Das Signal der Zweiten-Harmonischen erreicht hier sein Maximum, was für Pulse von einigen ps Dauer spricht. Danach beginnt der beschriebene Prozess erneut. Die spektrale Breite dieser Pulse konnte nicht exakt bestimmt werden, da das Spektrometer eine Mittelung der Emission über einen längeren Zeitraum liefert und so das Spektrum der Pulse mit dem des kontinuierlich laufenden Lasers überlagert ist. Die gemessene Halbwertsbreite der Emission betrug zwischen $0,1$ und $0,2\text{ nm}$ was minimalen bandbreitebegrenzten Pulslängen von 20 bis 40 ps entspricht. Die Signale der schnellen Photodiode (Bandbreite 400 MHz) ermöglichte nur die Auflösung von Pulsdauern bis zu $\approx 1\text{ ns}$, so dass die mit dieser Diode gemessene mittlere Pulsdauer von 840 ps eine obere Grenze der tatsächlichen Pulsdauer darstellt. Für die Messung einer Autokorrelation war die Leistung des Lasers zu gering und der Jitter der Emission zu stark.

Ein Aufbau mit niedrigeren Verlusten und einer Pumpquelle mit höherer Strahlintensität ('Brightness') könnte die erforderliche Leistung für CWML erreichen, wäre aber weiterhin von einer genauen Justage der einzelnen Elemente abhängig.

Die in diesem Kapitel erstmals zum schnellen Schalten von Erbiumlasern bei $1,55\ \mu\text{m}$ untersuchten PbS Quanten-Punkt dotierten Gläser stehen noch in einem frühen Entwicklungsstadium. Ihre prinzipielle Eignung zum Güteschalten wie zum Modenkoppeln, die hier demonstriert wurde, zeigt die Notwendigkeit und den Nutzen weiterer Forschungsarbeit hinsichtlich der Sättigungsintensität und der Relaxationsdynamik für unterschiedliche Anregungsbedingungen. Darüber hinaus bieten mit CdS, CdSe und CuBr Quanten-Punkten dotierte Gläser [101] die Möglichkeit den ganzen sichtbaren Spektralbereich mit sättigbaren Absorbern abzudecken.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Der Spektralbereich um $1,55 \mu\text{m}$ ist für verschiedene Anwendungen des Lasers von großem Interesse. Erstens durch die relative Augensicherheit für Entfernungsmessungen und Lidar und zweitens durch das Dämpfungsminimum in Glasfasern bei dieser Wellenlänge für das schnell wachsende Feld der Telekommunikation.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden spektroskopische Untersuchungen an verschiedenen mit Erbium und Ytterbium dotierten Gläsern vorgenommen, bei denen diese hinsichtlich ihrer Lasereigenschaften für einen diodengepumpten Betrieb charakterisiert wurden. Weiter wurde der Einfluss der Glasstruktur auf das Laserverhalten und die damit verbundenen möglichen Vorteile für spezielle Anwendungsprofile betrachtet. Die untersuchten Gläser waren ein Fluorid-Phosphat-Glas (FP20) und ein Ultraphosphatglas (UP), die an der Universität Jena entwickelt wurden, sowie ein kommerzielles Phosphatglas (QX).

Der Emissionsquerschnitt beim $1,55 \mu\text{m}$ Übergang des Erbiums wurde nach den Methoden von Füchtbauer-Ladenburg und der Reziprozität bestimmt. Es ergab sich ein Maximalwert von $\sigma_{em} = 6\text{-}7 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ für die verschiedenen Gläser. Als weitere wichtige Lasergröße wurde die Fluoreszenzlebensdauer τ des Laserübergangs beim Fluorid-Phosphat zu $9,5 \text{ ms}$ und beim Phosphat zu $7,9 \text{ ms}$ bestimmt. Die Lebensdauer des Ultraphosphates lag mit $\approx 7 \text{ ms}$ unter dem für reine Phosphate erwarteten Wert, was auf den hohen OH-Gehalt der Proben zurückgeführt wurde. Die durch das Dreiniveausystem Erbium verbunden mit seinem geringen Absorptionsquerschnitt bei 970 nm erforderliche Kodotierung mit Ytterbium macht eine Untersuchung des Energietransfers zwischen den Ionen notwendig. Durch Vergleich der Fluoreszenzlebensdauern des Ytterbiums für verschiedene Erbiumdotierungen wurde eine Transfereffizienz $\eta_t = 78\text{-}96 \text{ \%}$ in FP20 bestimmt. Die Analyse des Ratengleichungssystem ergab nach Vergleich der errechneten mit den experimentellen Werten einen Energietransferkoeffizienten $K = 0,7\text{-}1,4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$. Für höhere Erbiumdotierungen wurden Abweichungen des Fluoreszenzabfalls für hohe und niedrige Pumpintensitäten beobachtet und als einsetzende Upconversion in höherliegende Niveaus erklärt, die mit einem Upconversionkoeffizienten von $C = 0,5\text{-}1,7 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3/\text{s}$ beschrieben werden kann. Der mögliche Einfluss

der Absorption aus angeregten Zuständen auf die Lasereffizienz konnte nach einer Messung, die keine Überlappung von Laseremission und ESA ergab, ausgeschlossen werden.

Die Analyse der Ratengleichungen des Lasersystems zeigte, dass die Upconversion zu höheren Laserschwelen führt, was mit Ergebnissen der Laserversuche verglichen und bestätigt wurde. Für sehr hoch mit Erbium dotiertes Glas konnte keine Lasertätigkeit mehr festgestellt werden. Die Lasereigenschaften für die jeweiligen Gläser ergaben folgendes Bild. Das Fluorid-Phosphat-Glas mit einer Schwelle von 100 mW und einer Effizienz von 14 % erreichte eine maximale Ausgangsleistung von ≈ 100 mW bevor thermische Schäden auftraten. Die Wellenlänge im frei laufenden Betrieb lag bei 1560 nm. Für dieses Glas wurde außerdem eine optimale Dotierungskonzentration der Er^{3+} Ionen von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und der Yb^{3+} Ionen von $8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ermittelt. Das Phosphatglas erreichte eine Schwelle von 20 mW mit einer Effizienz von 22 %, was zu einer maximalen Laserleistung von ≈ 160 mW führte, die ebenfalls von thermischen Effekten nach oben hin begrenzt wurde. Die Laserwellenlänge lag hier beim Fluoreszenzmaximum von 1535 nm. Das Ultraphosphatglas lieferte, bedingt durch den hohen OH-Gehalt, nicht die Werte des anderen Phosphatglases und erreichte die Leistungswerte des Fluorid-Phosphat-Glases. Aufgrund der geringen Verstärkung des Erbiums sind alle Gläser empfindlich gegen Verluste im Resonator, was sich in einem optimalen Auskoppelgrad von 1 % zeigt.

Als wesentlich die Leistung des Lasers bestimmendes Element wurden verschiedene Pumpquellen nach dem zur Zeit der Arbeit verfügbaren Stand der Technik untersucht. Der Einfluss einer fasergekoppelten- und einer Einzelemitter-Diode, die sich durch Profil und Fokussierbarkeit des Strahls unterscheiden, auf die Laserleistung zeigte deutlich die Notwendigkeit einer Pumpquelle mit einer an den Lasermode angepassten Emission.

Das Aufheizen der Lasergläser durch nichtstrahlende Übergänge erwies sich bei den untersuchten Gläsern als der begrenzende Faktor für höhere Leistungen. Die Temperaturentwicklung im Laserglas wurde durch Lösung der Wärmetransportgleichung für verschiedene Pumpgeometrien gelöst und ein Ansteigen der Temperatur von $\Delta T = 95 \text{ K}$ ermittelt. Bedingt durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex und der Deformation der Glasoberflächen durch die Wärmeausdehnung wurde die thermische Linse mit einer Brennweite von -22 cm in FP20 und 5 cm in QX bestimmt. Aufgrund der unterschiedlich starken örtlichen Erwärmung entstehende Spannungen im Glas wurden bei maximal absorbierten Leistungen von 1 W zu $\sigma_{max} = 1,9 \text{ MPa}$ bestimmt. Der Temperaturanstieg im Pumpkanal konnte im Experiment mit Hilfe des Intensitätsverhältnisses der beiden grünen Fluoreszenzlinien zu $\Delta T \approx 100 \text{ K}$ bestimmt werden und entspricht der theoretisch vorhergesagten Temperatur. Der Einfluss dieser Wärmeentwicklung auf das Laserverhalten führte im Extremfall zu thermische Schäden, wie Bruch beim Fluorid-Phosphat-Glas und Aufschmelzen der Oberfläche beim Phosphatglas.

Für das Wellenlängenmultiplexing in der optische Kommunikationstechnik werden breit-

bandige Faserverstärker mit einem homogenen Verstärkungsprofil benötigt. Ein diesen Anforderungen entsprechendes Profil im Wellenlängenbereich von 1530-1560 nm konnte beim Fluorid-Phosphat-Glas beobachtet werden. Eine experimentelle Untersuchung des Durchstimmbarkeitsbereichs der Laserwellenlänge zeigte beim Fluorid-Phosphat-Glas mit $\Delta\lambda = 104$ nm ein ausgesprochen großes Intervall verglichen mit dem von Phosphatglas über maximal $\Delta\lambda = 25$ nm. Diese Ergebnisse sprechen für eine zukünftige Erforschung und Entwicklung von Faserverstärkern auf der Basis von Fluorid-Phosphat-Glas.

Im gepulsten Betrieb wurde die Eignung neuartiger sättigbarer Absorber auf der Basis von PbS Quanten-Punkt dotierter Gläser für das passive Schalten der Laseremission im Resonator untersucht. In einem Mikrolaseraufbau wurde die Eignung für den gütegeschalteten Betrieb gezeigt. Mit dem Phosphatglas wurde in einem nur 5 mm langen Resonator eine Pulsdauer von 30 ns mit Pulsenergien von $1,8 \mu\text{J}$ und Spitzenintensitäten von 60 W erzielt. Eine Weiterentwicklung dieses Ansatzes mit einem monolithischen Resonator für das Anwendungsfeld der Telemetrie scheint hier vielversprechend.

Die Eignung der Absorber für den modengekoppelten Betrieb konnte durch die starken Relaxationsschwingungen und die Empfindlichkeit gegenüber Resonatorverlusten des Erbiumlasers nur im Ansatz untersucht werden. Eine Möglichkeit diese Schwierigkeiten zu umgehen wäre der Einsatz der PbS dotierten Gläser in Verbindung mit einem Faserlaser, der wesentlich unempfindlicher gegen Verluste ist und thermisch ein unproblematisches Verhalten zeigt. Die Möglichkeit aus dem Absorbermaterial selbst Fasern zu ziehen eröffnet die Perspektive eines komplett auf Fasern basierenden Aufbaus.

Anhang A

Resonatorberechnung mit ABCD-Matrizen

Dieser Anhang fasst die für die Experimente notwendigen theoretischen Betrachtungen zu Stabilität und Modenradien der verschiedenen Laserresonatoren zusammen. Ein Lasermode in einem optischen Resonator mit der Ausbreitungsrichtung z als Symmetrieachse wird durch den radialen Abstand $\omega = \sqrt{x^2 + y^2}$ und die Steigung $\omega' = d\omega/dz = \tan \alpha$ bzgl. der z -Achse beschrieben. Mit der paraxialen Näherung für kleine Winkel α bei der Ausbreitung durch ein optisches System [116] gilt $\tan(\alpha) \approx \alpha$. Mit dem Vektor des einfallenden Lichtstrahls $v(\omega, \alpha)$ kann der resultierende Vektor nach Durchgang durch das abbildende System, das durch die sog. ABCD-Matrix beschrieben wird, berechnet werden.

$$\begin{pmatrix} \omega_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A\omega_1 + B\alpha_1 \\ C\omega_1 + D\alpha_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \omega_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix}$$

Komplexere Systeme können durch Multiplikation von Einzelmatrizen, die den jeweiligen Abbildungseigenschaften der einzelnen Elemente entsprechen, beschrieben werden.

$$M_S = \prod_1^n M_n M_{n-1} \cdots M_2 M_1$$

Dabei ist M_1 das erste und M_n das letzte Element des optischen Systems. Im folgenden werden die Matrizen, die für die Lichtausbreitung in Laserresonatoren benötigt werden, angegeben.

- Lineare Ausbreitung in einem Medium der Länge l_0 und der Brechzahl n mit der optischen Dichte $l = l_0 n$

$$\begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

- Übergang für senkrechten Einfall von einem Medium der Brechzahl n_1 in eines der Brechzahl n_2

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix}$$

- dünne Linse der Brennweite f

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$$

- planparallele Platte der Dicke l unter Brewsterwinkel gegen Luft

$$\text{tangentielleEbene} : \begin{pmatrix} 1 & \frac{l}{n^3 \sin(\arctan(n))} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \text{saggitaleEbene} : \begin{pmatrix} 1 & \frac{l}{n \sin(\arctan(n))} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

- gekrümmter Spiegel mit Radius r unter beliebigen Einfallswinkel ϑ

$$\text{tangentielleEbene} : \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{r \cos(\vartheta)} & 1 \end{pmatrix}; \text{saggitaleEbene} : \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2 \cos(\vartheta)}{r} & 1 \end{pmatrix}$$

Die örtlich begrenzten Lichtstrahlen in einem Laserresonator können nicht mit dem Ansatz einer Ebenen- oder Kugelwelle gelöst werden. Mit Hilfe der Wellenoptik muss eine entsprechende Funktion gefunden werden. Dazu löst man die Wellengleichung in paraxialer Näherung

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} - 2ik \frac{d}{dz} \right) u(\omega, z) = 0$$

für ein elektrisches Feld $E(\omega, z, t)$ mit ortsabhängiger Amplitude $u(\omega, z)$. Eine mögliche Lösung dieser Differentialgleichung ist mit $u(\omega, z) = A \exp(ik\omega^2/2q(z))$ gegeben. Die daraus folgenden Strahlen besitzen ein gaußförmiges Strahlprofil $1/q(z) = 1/R(z) - i\lambda/\pi\omega^2(z)$. $R(z)$ beschreibt die Krümmung der Phasenfront und $\omega(z)$ den Abstand des Strahls von der Symmetrieachse.

Für eine stabile Feldverteilung im Resonator, die bei Gausstrahlen Gauß-Mode genannt wird, ist es notwendig, dass sich das Feld nach einem vollständigen Umlauf wieder reproduziert, was der Bedingung $v_{n+1} = Mv_n = v_1$ bzw.

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} = q_1$$

entspricht. Nach Auflösen nach q und der Bedingung $AD-BC = 1$ ergibt sich

$$\frac{1}{q} = \frac{D-A}{2B} - i\sqrt{\frac{4-(A+D)^2}{(2B)^2}}$$

Die Parameter eines stabilen gaußförmigen Resonatormodes sind so durch die Elemente der Gesamtmatrix M des Resonators zu bestimmen. Da der Strahlradius ω reell sein muss, ergibt sich für die Stabilität des geometrischen Resonators die Bedingung

$$\frac{(A + D)^2}{4} \leq 1 = m^2$$

Der Radius an der Referenzebene ergibt sich zu

$$\omega^2 = \frac{|B|\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{1}{1 - m^2}}$$

Mit diesen Beziehungen ist es möglich, die Stabilitätsbereiche und Modenradien in den verschiedenen Resonatoren zu bestimmen und Geometrien zu wählen, bei denen das Pumpstrahlungsprofil an das Profil des Lasermodes angepasst ist.

Die Berechnung der einzelnen Resonatoren mit Hilfe der ABCD-Matrizen erfolgt mit dem Programm Mathematica. Die benötigten ABCD-Matrizen werden hier über einen Resonatorumlauf aneinander multipliziert. Die Position des ersten Matrix für diesen Umlauf entspricht der Stelle des berechneten Lasermodes.

A.1 Hemisphärischer Resonator

Dies ist der am einfachsten aufgebaute Resonator, der in dieser Arbeit untersucht wird. In Kapitel 4.2 (Abbildung 4.4) ist sein Aufbau skizziert. Der Laser besteht nur aus zwei Spiegeln und dem aktiven Medium und ist dadurch einfach zu justieren. Die Lasereigenschaften für unterschiedliche Materialien und Auskoppelspiegel lassen sich hier am besten untersuchen, da die Optimierung der Justage nur von wenigen Größen abhängt. Der gerechnete Resonator besteht aus dem sphärischen Auskoppelspiegel und einen ebenen Einkoppelspiegel vor dem das Lasermaterial als ebene Platte mit der Brechzahl n positioniert ist. Die thermische Linse wird durch eine dünne Linse der Brennweite f in der Mitte des Laserglases beschrieben. Der Stabilitätsbereich des Resonators ohne thermische Linse reicht für eine Krümmung des Auskoppelspiegels von $R = 150$ mm von 0 bis zu 150 mm. An der unteren Grenze wirkt die Länge des Glases, im Experiment typisch $d = 1,8$ mm, beschränkend. Von diesem großen Stabilitätsbereich sind allerdings nur geringe Bereiche für das Diodenpumpen nutzbar. Um die notwendigen Intensitäten für eine Besetzungsinversion zu erreichen dürfen die Radien des Lasermodes nur ≈ 50 -100 μm betragen. In Kapitel 3.4 wird weiter die Notwendigkeit einer guten Überlappung von Pump und Laserstrahlung η_o gezeigt, die eine mögliche Resonatorgeometrie weiter einschränkt. Einen entsprechenden Lasermode kann man nur an den Grenzen des Stabilitätsbereiches erzielen (Abbildung A.1). Für eine ansteigende optische Resonatorlänge, die sich 150 mm nähert, wird der Lasermode am Einkoppelspiegel immer kleiner und am Auskoppelspiegel immer größer, bis er durch Apertureffekte der

Spiegelhalterung gestört wird. Für kleine Resonatorlängen, wie sie in Kapitel 5.2.2 (Abbildung 5.4) beim Mikrolaser vorkommen verändert sich der Lasermode nur wenig zwischen Ein- und Auskoppelspiegel und liegt für Gesamtlängen von 4-5 mm um $77\text{-}90\text{ }\mu\text{m}$ bei einem Krümmungsradius von $R = 75\text{ mm}$.

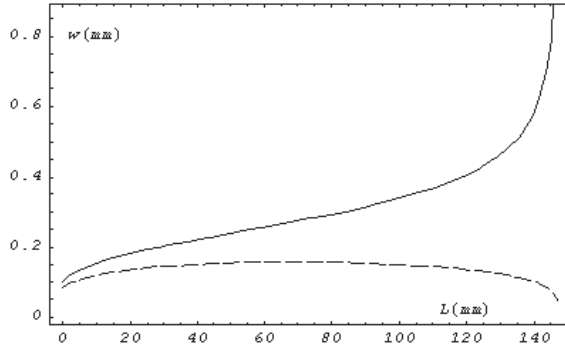


Abbildung A.1: Radius des Lasermoden an Auskoppel- (durchgezogene Linie) und Einkoppelspiegel (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit von der Resonatorlänge.

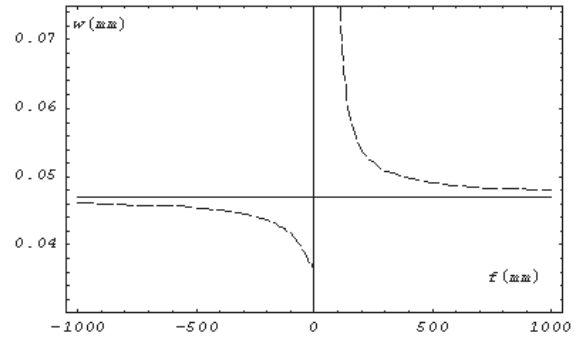


Abbildung A.2: Änderung des Lasermodes für eine optische Resonatorlänge von 149,5 mm in Abhängigkeit von der Brennweite der thermischen Linse, Resonator ohne thermische Linse (durchgezogene Linie).

Der Stabilitätsbereich verändert sich wenn eine thermische Linse in Betrachtung gezogen wird (Abbildung A.2). In Kapitel 3.5.2 wird die Linsenwirkung auf Brennweiten von -22 cm in FP20 und 5 cm in QX berechnet und erreicht eine Länge, die der Resonatorlänge entspricht. Für negative Linsenwirkung verkleinert sich der Lasermode im aktiven Material was durch eine Reduzierung der Resonatorlänge größtenteils kompensiert werden kann. Für eine positive Linse würde sich der Modenradius vergrößern, was durch einen längeren Resonator nur bis zu einer Brennweite von $\approx 200\text{ mm}$ zu kompensieren ist, da der Resonator für eine Linse mit $f \leq 100\text{ mm}$ instabil wird. Im Experiment fällt eine Linsenwirkung nur für das Phosphatglas ins Gewicht und verhindert damit höhere Laserleistungen. Beim Fluorid-Phosphat-Glas dagegen ist der Laser bis zur Zerstörung des Glases durch thermische Spannungen praktisch nicht durch diese Linsenwirkung beeinflusst, was seine besseren athermalen Eigenschaften im Vergleich mit dem Phosphatglas zeigt.

A.2 L-Resonator für Durchstimmversuche

Zur Durchführung der Durchstimmversuche und der Bestimmung des optimalen Auskoppelgrades ist ein komplizierterer Resonator notwendig, der das Einsetzen eines Elementes zur Wellenlängenselektion bzw. eines regelbaren Verlustmechanismus erlaubt. Dieser L-förmige Resonator ist in Kapitel 4.3 (Abbildung 4.7) skizziert. Der Resonator besteht aus drei Spiegeln, je einem ebenen Ein- und Auskoppelspiegel mit dem Lasermaterial direkt vor dem

ersten. Ein gekrümmter Spiegel $R = 150$ mm steht nahe dem Einkoppelspiegel und fokussiert den Laser um eine gute Überlappung mit der Pumpstrahlung zu erreichen. Der Abstand zwischen Auskoppelspiegel und gekrümmten Spiegel beträgt ca. 600 mm. Auf dieser Strecke verändert sich der Lasermode nur wenig und erlaubt so das Einsetzen eines Prismas oder anderer optischer Elemente. Bestimmend für die Stabilität des Resonators ist der Weg zwischen gekrümmten Spiegel und Einkoppelspiegel.

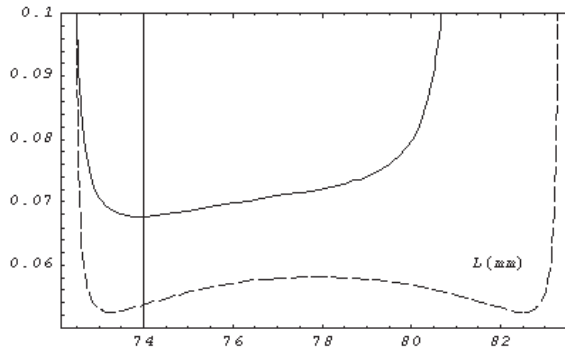


Abbildung A.3: Lasermode in tangentialer (durchgezogene Linie) und sagittaler (gestrichelte Linie) Ebene im Laserglas in Abhängigkeit von der Faltungslänge.

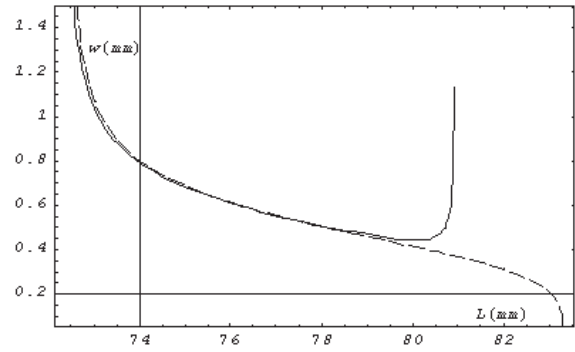


Abbildung A.4: Lasermode in tangentialer (durchgezogene Linie) und sagittaler (gestrichelte Linie) Ebene am Auskoppelspiegel.

Der Lasermode wird an den Grenzen des Stabilitätsbereiches schnell größer, so dass ein effektives Pumpen nicht mehr möglich ist. Für Abstände von 74 bis 79 mm ändert sich der Lasermode im Glas nur wenig zwischen 68 und 74 μm (Abbildung A.3). Am Auskoppelspiegel liegt ein symmetrisches Profil vor (Abbildung A.4). Durch das Verkippen des gekrümmten Faltungsspiegel ergeben sich zwei unterschiedliche Ebenen mit voneinander abweichenden Stabilitätsbereichen. Bei der Ebene in der sich der Laser ausbreitet spricht man von der tangentialen und senkrecht dazu von der sagittalen Ebene. Die Unterschiede zwischen den beiden Ebenen können für kleine Winkel $\vartheta \leq 6^\circ$ noch vernachlässigt werden. Für größere Winkel wird sich ein elliptischer Mode in einem kleineren Stabilitätsbereich ausbilden. Durch das Einsetzen eines Prismas ändert sich die Stabilität des Resonators nur wenig, da die Länge des Resonatorarms von über einem halben Meter fast konstant bleibt. Der Einfluss der thermischen Linse ist gering ausgeprägt. Für Brennweiten über ± 100 mm ist keine besondere Abweichung vom ungestörten Resonator zu beobachten.

A.3 Doppelt gefalteter Resonator zur Modenkopplung

Dieser umfangreichste und komplizierteste untersuchte Resonator gibt mit zwei unabhängigen Faltungen die Möglichkeit eine hohe Intensität im Lasermedium und im sättigbaren

Absorber zu erreichen, wie sie von Gleichung 5.10 gefordert wird. In Kapitel 5.3.2 (Abbildung 5.12) ist der Aufbau skizziert. Der verfügbare Stabilitätsbereich wird vom jeweiligen Abstand zwischen den Faltungsspiegeln bestimmt (Abbildung A.5). Eine Veränderung der Armlängen trägt nur wenig zu größeren oder kleineren Lasermoden in den Foki der Faltungen bei. Die Variationsbreite der Faltungsabstände nimmt aber mit zunehmenden Armlängen ab.

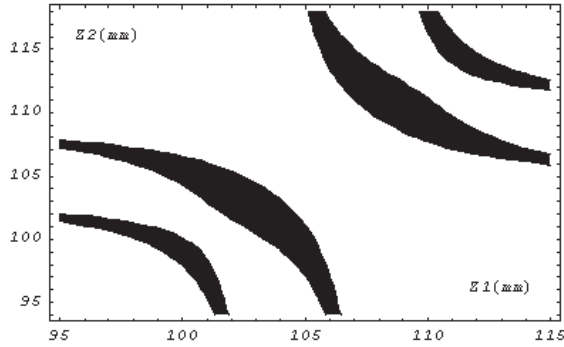


Abbildung A.5: Stabilitätsbereich in Abhängigkeit der beiden Faltungslängen, Z_1 Abstand der Spiegel um das Laserglas, Z_2 um den Absorber.

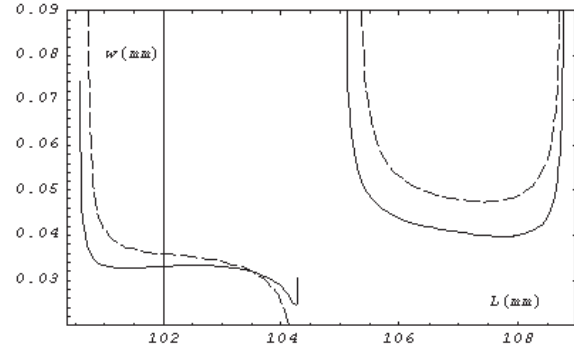


Abbildung A.6: Lasermode in tangentialer (durchgezogene Linie) und sagittaler (gestrichelte Linie) Ebene im Laserglas in Abhängigkeit von Z_1 .

Die Stabilität des Resonators ist vom Zusammenwirken der beiden Faltungsabstände abhängig. Es ergeben sich einige eng begrenzte Streifen der Stabilität in denen Laserbetrieb möglich ist. Die kleinsten Foki werden für die geringsten Faltungsabstände erreicht, die an der für beide jeweils unteren Grenze der Stabilität liegen. Wird eine Faltungslänge vergrößert, so kann zwar die andere verringert werden, die Modenradien verändern sich aber entsprechend. Die minimal erreichbaren Foki liegen um $40 \mu\text{m}$, wobei für das Lasermedium ein etwas größerer Fokus gewählt werden kann um einen besseren Überlapp mit der Pumpstrahlung zu erreichen (Abbildung A.6). Der Abstand vom Auskoppelspiegel zum ersten Faltungsspiegel beträgt $\approx 600 \text{ mm}$ und zwischen den beiden Faltungen $\approx 630 \text{ mm}$, von der zweiten Faltung bis zum Endspiegel sind es $\approx 480 \text{ mm}$. Der Winkel zwischen den Faltungen beträgt jeweils $\approx 5^\circ$, der Einfluss auf die beiden Ebenen ist hier geringer, da das unter dem Brewsterwinkel stehende Laserglas für eine Kompensation sorgt, die ungefähr diesem Winkel entspricht. Am Absorber kann danach ein etwas kleinerer Fokus erreicht werden. Die Justage des Resonators ist durch die verschiedenen Elemente (6 Spiegel) sehr Zeitaufwendig, da nur in kleinen Schritten vorgegangen werden kann, um die Rückkopplung nicht zu verlieren. Der Effekt der thermischen Linse wäre hier, wie im L-förmigen Resonator, nur für extrem kurze Brennweiten zu beobachten.

Literaturverzeichnis

- [1] VDI-Technologiezentrum: *Deutsche Agenda Optische Technologien für das 21. Jahrhundert*. VDI und bmb+f, Düsseldorf, 2000.
- [2] Committee on Optical Science and Engineering, National Research Council: *Harnessing Light: Optical Science and Engineering for the 21st Century*. National Academic Press, Washington, D.C., 1998.
- [3] W. Koechner: *Solid-State Laser Engineering*, Band 1 der Reihe *Springer Series in Optical Sciences*. Springer, Berlin, 4. Auflage, 1996.
- [4] P. Peuser, N. Schmitt: *Diodengepumpte Festkörperlaser*. Springer, Berlin, 1994.
- [5] D. Botez, D. Scifres: *Diode Laser Arrays*, Band 14 der Reihe *Cambridge Studies in modern Optics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1994.
- [6] D. Carlson: *Monolithic Diode-Laser Arrays*, Band 33 der Reihe *Springer Series in Electronics and Photonics*. Springer, Berlin, 1994.
- [7] C. Wang, S. Groves: *New materials for diode-laser pumping of solid-state lasers*. IEEE J. of Quant. Electr., 28(4); pp. 942–951, April 1992.
- [8] J. Endriz: *High-power diode-laser arrays*. IEEE J. of Quant. Electr., 28(4); pp. 952–965, April 1992.
- [9] R. Powell: *Physics of Solid-State Laser Materials*. Springer, New York, 1998.
- [10] F. Gan: *Laser Materials*. World Scientific, Singapore, 1995.
- [11] M. Weber: *Laser Glasses*. Technischer Bericht UCRL-JC-109922, Lawrence Livermore National Laboratory, 1992.
- [12] S. Stokowski: *CRC Handbook of Laser Science and Technology*, Band 1 Lasers and Masers. CRC Press, New York, 1987.
- [13] E. Snitzer, R. Woodcock: *Yb:Er:Glass Laser*. Appl. Phys. Lett., 6(3); pp. 45–46, February 1965.

- [14] S. Taccheo, P. Laporta, S. Longhi, O. Svelto, C. Svelto: *Diode-pumped bulk erbium-ytterbium lasers*. Appl. Phys. B, 63(5); pp. 425–436, 1996.
- [15] P. Laporta, S. Taccheo, S. Longhi, O. Svelto, C. Svelto: *Erbium-Ytterbium microlasers: optical properties and lasing characteristics*. Optical Materials, 11; pp. 269–288, 1999.
- [16] M. Ledig: *Spektroskopie und Lasereigenschaften mehrfach sensibilisierter Er^{3+} Fluoroaluminatgläser*. Doktorarbeit, Friedrich Schiller Universität Jena, 1989.
- [17] H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrt: *Optical spectroscopy of rare earth ions in glasses*. Glastechn. Ber. Glass Sci. Technol., 71(10); pp. 289–299, 1998.
- [18] H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrt, M. Bettinelli, A. Speghini: *Effects of glass composition on Judd-Ofelt parameters and radiative decay rates of Er^{3+} in fluoride phosphate and phosphate glass*. J. of Non-Cryst. Solids, 240; pp. 66–78, 1998.
- [19] T. Danger, G. Huber, K. Petermann, W. Seeber: *Dependence of the 1.6 μm laser performance on the composition of Yb,Er-doped fluoride phosphate glasses*. In: *Advanced Solid-State Lasers*, Seiten 465–468, Baltimore, USA, 1998. Optical Society of America.
- [20] S. Jiang, M. Myers, N. Peyghambarian: *Er^{3+} doped phosphate glasses and lasers*. J. of Non-Cryst. Solids, 239; pp. 143–148, 1998.
- [21] M. Hehlen, N. Cockroft, T. Gosnell: *Spectroscopic properties of Er^{3+} - and Yb^{3+} -doped soda-lime silicate and aluminosilicate glasses*. Phys. Rev. B, 56(15); pp. 9302–9318, October 1997.
- [22] S. Nikolov: *Diodengepumpte Erbiumlaser im augensicheren Bereich*. Doktorarbeit, Abteilung Lasertechnik am Institut für Optoelektronik der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt, 1995.
- [23] G. Keiser: *A Review of WDM Technology and Applications*. Opt. Fiber Techn., 5; pp. 3–39, 1999.
- [24] G. Agrawal: *Fiber-optic communication systems*. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley-Interscience, New York, 2 Auflage, 1997.
- [25] K. Hirahara, T. Fujii, K. Ishida, S. Ishihara: *Optical Communications Technology Roadmap*. IEICE Trans. Electron., E81-C(8); pp. 1328–1341, August 1998.
- [26] W. Vogel: *Glaschemie*. Springer, Berlin, 1992.
- [27] H. Scholze: *Glas: Natur, Struktur und Eigenschaften*. Springer, Berlin, 1988.

- [28] B. Judd: *Optical absorption intensities of rare-earth-ions*. Phys. Rev., 127; pp. 750, 1962.
- [29] G. Ofelt: *Intensities of crystal spectra of rare-earth-ions*. J. Chem. Phys., 37; pp. 511, 1962.
- [30] H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrt, J. Philipps, T. Töpfer, A. Speghini, M. Bettinelli, R. Wong: *Properties of Er^{3+} doped glasses for waveguide and fiber lasers*. Proc. SPIE, 3942; pp. 29–39, 2000.
- [31] J. Myers, S. Jiang: *Athermal laser glass compositions with high thermal loading capacity*. US Patent # 5.322.820, 1994. Kigre Inc.
- [32] D. Ehrt, T. Töpfer: *Preparation, structure and properties of Yb^{3+} FP laser glass*. Proc. SPIE, 4102; pp. Paper # 13, 2000. Conf. on Inorganic Optical Materials II.
- [33] H. Ebendorff-Heidepriem, D. Ehrt, J. Philipps, T. Töpfer, A. Speghini, M. Bettinelli, R. Wong: *Properties of Er^{3+} doped glasses for waveguide and fiber lasers*. Proc. SPIE, 3942; pp. 29–39, 2000.
- [34] D. Ehrt: *Structure and properties of fluoride phosphate glasses*. Proc. SPIE, 1761; pp. 213–221, 1992.
- [35] X. Zou, H. Toratani: *Evaluation of spectroscopic properties of Yb^{3+} doped glasses*. Phys. Rev. B, 69(22); pp. 15889–15897, December 1995.
- [36] W. Miniscalco, R. Quimby: *General procedure for the analysis of Er^{3+} cross sections*. Opt. Lett., 16(4); pp. 258–260, February 1991.
- [37] T. Förster: *Experimentelle und theoretische Untersuchung des zwischenmolekularen Übergangs von Elektronenanregungsenergie*. Z. Naturforschung, 4a; pp. 321–327, 1949.
- [38] D. Dexter: *A theory of sensitized luminescence in solids*. J. Chem. Phys., 21; pp. 836–850, 1953.
- [39] A. Burshtein: *Hopping mechanism of energy transfer*. Sov. Phys. JETP, 35; pp. 882–885, 1972.
- [40] F. Song, M. Myers, S. Jiang, Y. Feng, X. Chen, G. Zhang: *Effect of erbium concentration on upconversion luminescence of $Er:Yb$:phosphate glass excited by $InGaAs$ laser diode*. Proc. SPIE, 3622; pp. 182–188, 1999.
- [41] J. Caird, A. Ramponi, P. Staver: *Quantum efficiency and excited state relaxation dynamics in neodymium-doped phosphate laser glass*. J. Opt. Soc. Am. B, 8(7); pp. 1391–1403, July 1991.

- [42] S. Payne, L. Smith, W. Kway, J. Tassano, W. Krupke: *Mechanisms of Tm to Ho energy transfer in LiYF₄*. J. of Physics: cond. matter, 4; pp. 8525–8542, 1992.
- [43] B. Hwang, S. Jiang, T. Luo, J. Watson, G. Sorbello, N. Peygambarian: *Cooperative upconversion and energy transfer of new high Er³⁺ and Er³⁺ – Yb³⁺ doped phosphate glasses*. J. Opt. Soc. Am. B, 17(5); pp. 833–839, May 2000.
- [44] V. Gapontsev, S. Matitsin, A. Isineer, V. Kravchenko, : *Erbium glass lasers and their applications*. Optics and Laser Techn., 14; pp. 189–196, 1982.
- [45] S. Tanabe, S. Yoshii, K. Hirao, N. Soga: *Upconversion properties, multiphonon relaxation, and local environment of rare-earth ions in fluorophosphate glasses*. Phys. Rev. B, 45(9); pp. 4620–4625, March 1992.
- [46] T. Schweizer, T. Jensen, E. Heumann, G. Huber: *Spectroscopic properties and diode pumped 1.6 μ m laser performance in Yb-doped Er : Y₃Al₅O₁₂ and Er : Y₂SiO₅*. Opt. Comm., 118; pp. 557–561, August 1995.
- [47] S. Taccheo, G. Sorbello, S. Longhi, P. Laporta: *Measurement of the energy transfer and upconversion constants in Er-Yb-doped phosphate glass*. Opt. and Quant. Elect., 31; pp. 249–262, 1999.
- [48] T. Jensen: *Upconversion Prozesse und Wirkungsquerschnitte in Er³⁺-Dotierten 3 μ m Fluorid- und Granat-Lasern, Gepumpt mit Cw und Quasi-Cw Dioden-Arrays*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, Institut für Laserphysik, 1996.
- [49] P. Le Boulanger, J. Doulan, S. Girard, J. Margerie, R. Moncorge: *Excited-state absorption spectroscopy of Er³⁺ doped Y₂Al₅O₁₂, YVO₄, and phosphate glass*. Phys. Rev. B, 60(16); pp. 11380–11390, October 1999.
- [50] Y. Sun, A. Srivastava, J. Zhou, J. Sulhoff: *Optical fiber amplifiers for WDM optical networks*. Bell Labs Technical Journal, 4(1); pp. 187–206, January-March 1999.
- [51] M. Kakui, T. Kashiwada, K. Nakazato, M. Onishi, C. Fukuda, M. Shigematsu, M. Nishimura: *Design optimization of hybrid erbium-doped fiber amplifiers for WDM transmission systems*. Opt. Fiber Techn., 3; pp. 123–133, 1997.
- [52] G. Vienne, W. Brocklesby, R. Brown, Z. Chen, J. Minelly, J. Roman, D. Payne: *Role of aluminum in ytterbium-erbium codoped phosphoaluminosilicate optical fibers*. Opt. Fiber Techn., 2; pp. 387–393, 1996.
- [53] B. Clesca, D. Bayart, J. Beylat: *1,5 μ m fluoride-based fiber amplifiers for wideband multichannel transport networks*. Opt. Fiber Techn., 1; pp. 135–157, 1995.

- [54] Y. Miyajima, T. Komukai, T. Sugawa, T. Yamamoto: *Rare earth-doped fluoride fiber amplifiers and fiber lasers*. Opt. Fiber Techn., 1; pp. 35–47, 1994.
- [55] Y. Ohishi, A. Mori, M. Yamada, H. Ono, Y. Nishida, K. Oikawa: *Gain characteristics of tellurite based erbium doped fiber amplifiers for 1,5 μm broadband amplification*. Opt. Lett., 23(4); pp. 274–276, February 1998.
- [56] M. Prassas: *Glass for High and Flat Gain 1,55 μm Optical Amplifiers*. International Patent # WO 99/13541 and PCT/US98/16791, 1999. Corning Inc.
- [57] H. Ono, K. Nakagawa, M. Yamada, S. Sudo: *Er^{3+} doped fluorophosphate glass fibre amplifier for WDM systems*. Elect. Lett., 32(17); pp. 1586–1587, August 1996.
- [58] B. Pedersen, S. Zemon, W. Miniscalco: *Erbium-doped fibers pumped in 800 nm band*. Elect. Lett., 27(14); pp. 1295–1297, July 1991.
- [59] T. Töpfer, J. Hein, J. Philipps, D. Ehrt, R. Sauerbrey: *Tailoring the nonlinear refractive index of fluoride-phosphate glasses for laser applications*. Appl. Phys. B, 71(2); pp. 203–206, 2000.
- [60] S. Taccheo, P. Laporta, C. Svelto: *Widely tunable single frequency erbium-ytterbium phosphate glass laser*. Appl. Phys. Lett., 68(19); pp. 2621–2623, May 1996.
- [61] T. Taira, W. Tulloch, R. Byer: *Modeling of quasi-three-level lasers and operation of cw Yb:YAG lasers*. Appl. Opt., 36(9); pp. 1867–1874, March 1997.
- [62] T. Fan, R. Byer: *Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser*. IEEE J. of Quant. Electr., 23(5); pp. 605–612, May 1987.
- [63] E. Tanguy, C. Larat, J. Pocholle: *Modelling of the erbium-ytterbium laser*. Opt. Comm., 153; pp. 172–183, 1998.
- [64] P. Laporta, S. Longhi, S. Taccheo, O. Svelto: *Analysis and modelling of the erbium-ytterbium glass laser*. Opt. Comm., 100; pp. 311–321, 1993.
- [65] Y. Chen: *Design Criteria for Concentration Optimization in Scaling Diode End-Pumped Lasers to High Powers: Influence of Thermal Fracture*. IEEE J. of Quant. Electr., 35(2); pp. 234–239, February 1999.
- [66] M. Innocenzi, H. Yura, C. Fincher, R. Fields: *Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers*. Appl. Phys. Lett., 56(19); pp. 1831–1833, May 1990.
- [67] D. Ehrt: *Neue Gläser mit extremer optischer Lage*. Wiss. Zeitschr. FSU-Jena, 34(5-6); pp. 761–766, 1985.

- [68] S. Stokowski, R. Saroyan, M. Weber: *Nd-doped laser glass spectroscopic and physical properties*. Lawrence Livermore National Laboratory, University of California, 1978.
- [69] S. Stokowski, W. Martin, S. Yarema: *Optical and lasing properties of fluorophosphate glass*. J. of Non-Cryst. Solids, 40; pp. 481–487, 1979.
- [70] R. Iffländer: *Festkörperlaser zur Materialbearbeitung*. Springer, Berlin, 1990.
- [71] Y. Chen, Y. Lan, S. Wang: *High-power diode-end-pumped Nd : YVO₄ laser: thermally induced fracture versus pump-wavelength sensitivity*. Appl. Phys. B, DOI 10.1007/s003400000410; pp. 4, 2000.
- [72] M. Born, E. Wolf: *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge Univ. Press, Cambridge UK, 6. (corr.) Auflage, 1998.
- [73] H. Bach, N. Neuroth: *The properties of optical glass*. Schott series on glass and glass ceramics. Springer, Berlin, 1995.
- [74] Opto Power Inc.: *Product Datasheets*, 1998.
- [75] W. Clarkson, A. Neilson, D. Hanna: *Beam Shaper*. U.S. Patent # 5.825.551, 1998. University of Southampton.
- [76] G. Hollemann, H. Voelkel: *Arrangement for combining and shaping the radiation of a plurality of laser diode lines*. U.S. Patent # 5.877.898, 1999. Jenoptik AG.
- [77] R. Göring, S. Heinemann, M. Nickel, P. Schreiber, U. Röllig: *Optische Anordnung zur Symmetrierung der Strahlung eines oder mehrerer übereinander angeordneter Hochleistungsdiodenlaser*. Offenlegungsschrift DE 198 00 590 A1 Deutsches Patentamt, 1999. Jenoptik AG.
- [78] Polaroid Inc.: *Laser diode manufacturing and development*. Product Literature, 1998.
- [79] K. Baxter, D. Goodman: *Laser assembly with integral beam-shaping lens*. U.S. Patent # 5.793.792, 1998. Polaroid Inc.
- [80] Fraunhofer Institut für Werkstoff und Strahltechnik: *Anwendung von Hochleistungsdiodenlasern*. Arbeitsheft, Workshop, 1999.
- [81] M. Ledig, E. Heumann, D. Ehrt, W. Seeber: *Spectroscopic and laser properties of Cr³⁺Yb³⁺Er³⁺: fluoride phosphate glass*. Opt. Quant. Elect., 22; pp. 107–122, 1990.
- [82] Bergmann Schaefer: *Optik*, Band 3 der Reihe *Lehrbuch der Experimentalphysik*. de Gruyter, Berlin, 9 Auflage, 1993.

- [83] S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto, G. Geronimo: *Theoretical and experimental analysis of intensity noise in a codoped erbium-ytterbium laser*. Appl. Phys. B, 66(1); pp. 19–26, 1998.
- [84] H. Haus, W. Wong: *Solitons in Optical Communications*. Reviews of Modern Physics, 68; pp. 423–444, 1996.
- [85] E. Georgiou, O. Musset, J. Bouquillon: *High-efficiency and high-output pulse energy performance of a diode pumped Er:Yb:glass 1.54 μm laser*. Appl. Phys. B, 70(6); pp. 755–762, 2000.
- [86] V. Boutchenkov, I. Kuchma, A. Levoshkin, A. Mak, A. Petrov, G. Hollemann: *High efficiency diode-pumped Q-switched Yb:Er:glass lasers*. Opt. Comm., 177; pp. 383–388, 2000.
- [87] A. Podlipensky, V. Shcherbitsky, N. Kuleshov, V. Levchenko, V. Yakimovich: *Cr²⁺ : ZnSe and Co²⁺ : ZnSe saturable-absorber Q-switches for 1.54 μm Er:glass lasers*. Opt. Lett., 24(14); pp. 960–962, July 1999.
- [88] R. Stultz, M. Camargo, M. Birnbaum: *Q-switch saturable absorber materials for solid state lasers*. Proc. SPIE, 2115; pp. 31–37, 1994.
- [89] Y. Jiang, D. Rhonehouse, R. Wu, M. Myers, J. Myers: *Bleaching and Q-switching of U²⁺ : CaF₂ at 1535 nm*. Proc. SPIE, 2379; pp. 26–31, 1995.
- [90] R. Fluck, R. Häring, R. Paschotta, E. Gini, H. Melchior, U. Keller: *Eyesafe pulsed microchip laser using semiconductor saturable absorber mirrors*. Appl. Phys. Lett., 72(25); pp. 3273–3275, June 1998.
- [91] M. Haiml, U. Siegner, F. Morier-Genoud, U. Keller, E. Weber: *Optical nonlinearity in low-temperature-grown GaAs: Microscopic limitations and optimization strategies*. Appl. Phys. Lett., 74(21); pp. 3134–3136, May 1999.
- [92] J. Cunningham, W. Jan, W. Knox, S. Tsuda: *Saturable bragg reflector structure and process for fabricating the same*. U.S. Patent # 5.701.327, 1997. Lucent Technologies Inc.
- [93] L. Nelson, D. Jones, K. Tamura, H. Haus, E. Ippen: *Ultrashort-Pulse Fiber Ring Lasers*. Appl. Phys. B, 65(2); pp. 277–294, 1997.
- [94] M. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha, D. Harter: *Fiber-Lasers for Ultrafast Optics*. Appl. Phys. B, 65(2); pp. 259–275, 1997.

- [95] B. Collings, K. Bergman, W. Knox: *Stable multigigahertz pulse-train formation in a short-cavity passively harmonic mode-locked erbium/ytterbium fiber laser*. Opt. Lett., 23(2); pp. 123–125, January 1998.
- [96] U. Woggon, H. Giessen, F. Gindele, O. Wind, B. Fluegel, N. Peyghambarian: *Ultrafast energy relaxation in quantum dots*. Phys. Rev. B, 54(24); pp. 17681–17690, December 1996.
- [97] U. Keller, K. Weingarten, F. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. Jung, R. Fluck, C. Höninger, N. Matuschek, J. Aus der Au: *Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers*. IEEE J. Sel. Top. in Quant. Electr., 2(3); pp. 435–453, September 1996.
- [98] A. Ekimov: *Growth and optical properties of semiconductor nanocrystals in a glass matrix*. J. of Non-Cryst. Solids, 70; pp. 1–20, 1996.
- [99] I. Bilinsky, R. Prasankumar, J. Fujimoto: *Self-starting mode locking and Kerr-lens mode locking of a $Ti : Al_2O_3$ laser by use of semiconductor-doped glass structures*. J. Opt. Soc. Am. B, 16(4); pp. 546–549, April 1999.
- [100] B. Saleh, M. Teich: *Fundamentals of Photonics*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley-Interscience, New York, 1991.
- [101] O. Wind: *Spektroskopie quantisierter Zustände in nanokristallinen Halbleitern*. Doktorarbeit, Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe, 1997.
- [102] N. Borrelli, D. Smith: *Quantum confinement of PbS microcrystals in glass*. J. of Non-Cryst. Solids, 180; pp. 25–31, 1994.
- [103] N. Borrelli, G. Hares, D. Smith: *Glasses with PbS and/or PbSe crystals*. U.S. Patent # 5.449.645, 1995. Corning Inc.
- [104] J. Zayhowski: *Microchip Lasers*. Optical Materials, 11; pp. 255–267, 1999.
- [105] P. Thony, E. Molva, B. Ferrand, C. Borel: *Solid microlaser passively switched by a saturable absorber and its production process*. U.S. Patent # 6.023.479, 2000. Commissariat à l'Energie Atomique.
- [106] G. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini, U. Keller: *Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers*. J. Opt. Soc. Am. B, 16(3); pp. 376–388, March 1999.

- [107] T. Tsai, M. Birnbaum: *Co²⁺ : ZnS and Co²⁺ : ZnSe saturable absorber Q-switches*. J. of Appl. Phys., 87(1); pp. 25–29, January 2000.
- [108] K. Wundke, S. Pötting, J. Auxier, A. Schülzgen, N. Peyghambarian, N. Borrelli: *PbS quantum-dot-doped glasses for ultrashort-pulse generation*. Appl. Phys. Lett., 76(1); pp. 10–12, January 2000.
- [109] P. Guerreiro S. Ten, N. Borrelli, J. Butty, G. Jabbor, N. Peyghambarian: *PbS quantum dot doped glasses as saturable absorbers for mode locking of a Cr:Forsterite laser*. Appl. Phys. Lett., 71(12); pp. 1595–1597, September 1997.
- [110] E. Tanguy, J. Pocholle, G. Feugnet, C. Larat, M. Schwarz, A. Brun, P. Georges: *Mechanically q-switched codoped Er-Yb glass laser under Ti:Sapphire and laser diode pumping*. Elect. Lett., 31(6); pp. 458–459, March 1995.
- [111] W. Demtröder: *Laserspektroskopie*. Springer, Berlin, 1993.
- [112] E. Tanguy, S. Formont, J. Pocholle: *Compact eye-safe rangefinder*. In: *ODIMAP'97 (Optoelectronic Distance/Displacement Measurements and Applications)*, Seite 4, Nantes, France, 1997. Ecole des Mines, EOS and IEEE.
- [113] P. Besesty, E. Molva: *Telemetry device having a microlaser*. U.S. Patent # 5.719.664, 1998. Commissariat a l'Energie Atomique.
- [114] G. Spuehler, L. Gallmann, R. Fluck, G. Zhang, L. Brovelli, C. Harder, P. Laporta, U. Keller: *Passively modelocked diode-pumped erbium-ytterbium glass laser using a SESAM*. Elect. Lett., 35(7); pp. 567–569, April 1999.
- [115] C. Hönniger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller: *Q-switching stability limits of continuous-wave passive modelocking*. J. Opt. Soc. Am. B, 16(1); pp. 46–56, January 1999.
- [116] A. Siegman: *Lasers*. Univ. Science Books, Mill Valley, Calif., 1990.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, daß ich die vorliegenden Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quellen gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

1. Mit Herrn Professor Dr. R. Sauerbrey wurden regelmäßig der Fortgang der Arbeit und die gewonnenen Ergebnisse diskutiert.
2. Dipl.-Ing. Thomas Töpfer unterstützte mich bei der Durchführung der Experimente am Institut für Optik und Quantenelektronik.
3. Priv. Doc. Dr. Doris Ehrt und Dr. Heike Ebendorff-Heidepriem stellten die Fluorid-Phosphat-Gläser und die Ultraphosphatgläser zur Verfügung. Dipl.-Ing. R. Atzrodt, Dipl.-Chem. T. Kittel, Dipl.-Phys. B. Keinert und G. Möller führten die Probenpreparation und Qualitätskontrolle der untersuchten Gläser durch.
4. Nick F. Borrelli vom CORNING Research and Development Center stellte die PbS dotierten Gläser zur Verfügung.
5. Prof. Dr. E. Heumann und Dipl.-Phys. V. Peters vom Institut für Laserphysik der Universität Hamburg unterstützten die Durchführung der ESA Messungen.
6. Dr. H. Zellmer vom Institut für Angewandte Physik der FSU Jena unterstützte die Durchführung der Noisemessung.
7. V. Reichelt und A. Schwuchow vom Institut für Physikalische Hochtechnologie unterstützten die Durchführung der Fluoreszenzmessungen.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt. Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 11. Dezember 2000

Jens F. Philipps

Danksagung

An dieser Stelle sei all denjenigen gedankt, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Besonderer Dank geht an Herrn Professor Dr. R. Sauerbrey vom Institut für Optik und Quantenelektronik der Friedrich-Schiller-Universität Jena für die interessante Aufgabenstellung, seine Betreuung der Arbeit und die allgemeine Unterstützung. Dipl.-Ing. Thomas Töpfer für die gute und produktive Zusammenarbeit über die ganze Zeit. Dipl.-Ing. K. Rühle und Dipl.-Ing. R. Kind für alle Arbeiten rund um die verwendete Elektronik. Dipl.-Ing. Klumbies und seinen Mitarbeitern in der mechanischen Werkstatt für die verschiedenen mechanischen Teile.

Am Otto-Schott-Institut für Glaschemie der FSU Jena Priv. Doc. Dr. Doris Ehrt und Dr. Heike Ebendorff-Heidepriem für die Bereitstellung der Gläser und die freundliche Hilfe bei allen Fragen rund ums Glas. Dipl.-Ing. R. Atzrodt, Dipl.-Chem. T. Kittel, Dipl.-Phys. B. Keinert, G. Möller für die sorgfältige Arbeit bei den verschiedenen Arbeitsschritten zur Probenpreparation und Qualitätskontrolle.

Am CORNING Research and Development Center Nick F. Borrelli für die Bereitstellung der PbS dotierten Gläser ohne die die Experimente zum gepulsten Betrieb nicht möglich gewesen wären.

Am Institut für Laserphysik der Universität Hamburg Prof. Dr. E. Heumann für die Ermöglichung und Dipl.-Phys. V. Peters für die tatkräftige Unterstützung der ESA Messungen.

Am Institut für Angewandte Physik der FSU Jena Dr. H. Zellmer für die Ermöglichung und Unterstützung bei der Noisemessung.

Am Institut für Physikalische Hochtechnologie V. Reichelt und A. Schwuchow für die Unterstützung bei den Fluoreszenzmessungen.